

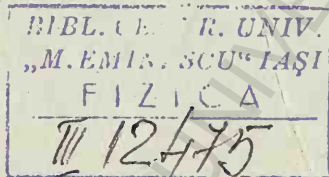
Gheorghe Popa

Lucel Sîrghi

BAZELE FIZICII PLASMEI

12475

Editura Universității „Alexandru Ioan Cuza” Iași



Gheorghe Popa

Lucel Sirghi

Bazele fizicii plasmei

Gheorghe Popa

Bazele fizicii plasmei



1998
1998

1998

1998

Gheorghe Popa

Lucel Sîrghi

Bazele fizicii plasmei



134036
B.C.U. - IASI

Editura Universității "Alexandru Ioan Cuza"

Iași 2000

Descrierea CIP a Bibliotecii Naționale
POPA, GHEORGHE

Bazele fizicii plasmei / Gheorghe Popa, Lucel Sîrghi. - Iași :
Editura Universității "Al. I. Cuza", 2000

p. ; cm.

Bibliogr.

Index.

ISBN 973-9312-80-2

I. Sîrghi, Lucel

533.9(075.8)

Cartea de față cuprinde elementele de bază pe care le considerăm necesare celor care doresc să se inițieze în domeniul fizicii plasmei. Ea se adresează în primul rând studenților facultăților de fizică și chimie dar poate fi la fel de utilă și celor din învățământul universitar tehnic sau specialiștilor care, din diferite motive, trebuie sau doresc să se inițieze în acest domeniu relativ nou al științei.

În structurarea și elaborarea informației științifice s-a presupus că cititorul are cunoștințele de bază în domeniile matematicii și fizicii. Sunt necesare cunoștințe de calcul vectorial, analiză matematică și ecuații diferențiale, respectiv electrodinamică, mecanică teoretică, statistică, mecanică cuantică și spectroscopie.

La sfârșitul fiecărui capitol sunt prezentate lista referințelor bibliografice și un grup de probleme. Bibliografia cuprinde atât monografiile cele mai cunoscute apărute în ultimii ani cât și lucrări științifice de referință în domeniu. Problemele propuse sunt variate și de grade diferite de dificultate care pot permite cititorului să-și verifice nu numai nivelul cunoștințelor teoretice însușite ci și capacitatea de a folosi practic aceste cunoștințe.

Autorii își exprima mulțumirile lor tuturor colegilor și studenților care prin discuții, prin schimbul de informații și prin oportunitățile oferite de a câștiga experiență în domeniu au contribuit, într-un fel sau altul, la realizarea acestei cărți. Aprecierile sau observațiile critice legate de conținutul și modul de prezentare a materialului sunt bine primite și vor fi examinate cum se cuvine în vederea revizuirii volumului.

Nu în ultimul rând exprimăm alese mulțumiri familiilor noastre care ne-au înțeles și ne-au sprijinit în eforturile noastre de a finaliza această lucrare.

Autorii

CUPRINS

1. Noțiuni introductive

1.1.	Introducere. Definiția plasmelor.....	1
1.2.	Plasma în laborator și în natură.....	4
1.3.	Aplicații ale plasmelor.....	8
	Probleme.....	13
	Bibliografie.....	13

2. Mărimi și parametri specifici plasmelor

2.1.	Densități de particule, gradul de ionizare, densitatea de sarcină și distanța medie dintre particule. Drumul liber mediu al particulelor	15
2.2.	Echilibrul termodinamic și temperaturi caracteristice plasmelor	18
2.3.	Funcții de distribuție ale vitezelor. Valori medii. Curenți termici	24
2.4.	Ecranarea Debye. Lungimea Debye	29
2.5.	Frecvențe caracteristice plasmelor	34
2.6.	Pătura de sarcină spațială	39
2.6.1.	Formarea unei pături de sarcină spațială la interfața unui electrod flotant cu plasma. Potențialul flotant	39
2.6.2.	Ecuția păturii de sarcină spațială	42
2.6.3.	Criteriul Bohm de formare a stratului simplu de sarcină spațială	46
2.6.4.	Ecuția Child-Langmuir	49
2.6.5.	Stratul dublu de sarcini spațiale	51
	Probleme	55
	Bibliografie	60

3. Modele Teoretice în Fizica Plasmei

3.1.	- Modelul uniparticulă	61
3.2.	Modelul microscopic sau modelul plasmelor ca fluid	64
3.2.1.	Modelul plasmelor ca două fluide	66
3.2.2.	- Modelul unifluid sau modelul MHD	70
3.3.	- Modelul cinetic	73
3.3.1.	Funcția de distribuție după viteze	73
3.3.2.	Ecuția lui Boltzman	76
	Probleme	80
	Bibliografie	81

4. Metode de diagnoză a plasmiei

4.1.	<i>Metode electrice de diagnoză</i>	82
4.1.1.	Sonda Langmuir, caracteristica curent-tensiune	82
4.1.2.	Determinarea temperaturii și densității electronilor cu ajutorul sondei Langmuir	88
4.1.3.	Determinarea funcției de distribuție după energia cinetică a electronilor cu ajutorul derivatei a două a caracteristicii curent-tensiune a sondei Langmuir	91
4.1.4.	Analizorul electrostatic	94
4.2.	<i>Metode spectrale de diagnoză a plasmiei</i>	97
4.2.1.	Liniile spectrale. Caracteristici principale ale liniilor spectrale	98
4.2.2.	Determinarea temperaturii electronilor din măsurători ale intensității relative a liniilor spectrale	103
4.2.3.	Determinarea temperaturii atomilor și ionilor plasmiei prin măsurători ale lărgimii Doppler a liniilor spectrale	105
4.3.	<i>Metode de microunde în diagnoza plasmiei</i>	107
4.3.1.	Ecuția de dispersie a undelor electromagnetice în plasma rece. Viteza de fază și viteza de grup	107
4.3.2.	Determinarea densității electronilor plasmiei prin metoda de tăiere a undelor electromagnetice	112
4.3.3.	Metoda interferometrică de măsurare a densității plasmiei	115
	<i>Probleme</i>	117
	<i>Bibliografie</i>	121

5. Modelul uniparticulă

5.1.	<i>Ecuția generală de mișcare a particulelor încărcate electric în câmpuri electrice și magnetice. Legea de conservare a energiei</i> ...	122
5.2.	<i>Mișcarea particulelor încărcate în câmpuri statice și uniforme</i> ...	124
5.2.1.	Mișcarea particulelor încărcate în câmp electrostatic uniform	124
5.2.2.	Mișcarea particulelor încărcate în câmp magnetostatic uniform. Diamagnetismul plasmiei	125
5.2.3.	Mișcarea particulelor încărcate electric în câmpuri electrice și magnetice statice și uniforme. Driftul electric al plasmiei	128
5.3.	<i>Aproximația adiabatică a mișcării particulelor în câmpuri nestaționare și câmpuri neuniforme</i>	131
5.4.	<i>Mișcarea particulelor plasmiei în câmpuri nestaționare</i>	134
5.4.1.	Mișcarea particulelor încărcate în câmp magnetic uniform și lent variabil în timp	134

5.4.2.	Mișcarea particulelor în câmp magnetic static și uniform și câmp electric nestaționar	137
5.5.	Mișcarea particulelor în câmp magnetic static și neuniform	140
5.5.1	Mișcarea particulelor în câmp magnetic cu gradient transversal	141
5.5.2	Mișcarea particulelor încărcate electric în câmpul magnetic static cu linii de câmp curbate. Driftul de curbură	144
5.5.3.	Mișcarea particulelor încărcate electric în câmp magnetic cu gradient longitudinal. Oglinzi și capcane magnetice	148
Probleme		158
6.	Procese elementare în plasmă	
6.1.	Introducere. Clasificarea proceselor elementare	162
6.2.	Procese elementare de volum	163
6.2.1.	Tipuri de procese elementare care au loc în volumul plasmei	163
6.2.2.	Descrierea asimptotică a ciocnirilor	169
6.2.3.	Descrierea dinamică a ciocnirilor	176
6.3.	Secțiuni eficace de ciocnire	185
6.3.1.	Secțiunea eficace totală de ciocnire	185
6.3.2.	Secțiunea eficace diferențială a împrăstierii elastice	190
6.3.3.	Secțiunea eficace de transfer a impulsului	195
6.4.	Coeficientul α Townsend	196
6.5.	Procese elementare de suprafață	203
6.5.1	Procese de emisie electronică la catod	205
6.5.2.	Adsorbția	214
6.5.3.	Pulverizarea catodică	217
6.6.	Ecuatiile de bilanț	219
Probleme		222
Bibliografie		225
7.	Fenomene de transport	
7.1.	Ecuatia de difuzie. Moduri de difuzie. Timpul de difuzie	227
7.2.	Difuzia liberă	230
7.3.	Difuzia ambipolară	233
7.4.	Difuzia particulelor în plasmă magnetizate și slab ionizate	236
7.5.	Driftul diamagnetic	240
7.6.	Difuzia particulelor în plasmă magnetizate și total ionizate	242
7.7.	Difuzia Bohm	246

7.8.	Difuzia neoclastică	248
Probleme		249
Bibliografie		252
8. Metode și instalații de producere a plasmelor în laborator		
8.1.	Producerea plasmelor de temperatură joasă	253
8.1.1	Plasma descărcărilor electrice în gaze	254
8.1.2	Plasma descărcării luminescente	260
8.1.3	Plasma descărcării electrice în gaze de joasă presiune în instalația cu confinare magnetică multipolară	268
8.1.4	Descărcarea electrică luminescentă cu catod dublu. Efectul catodului cavitat	272
8.1.5	Descărcarea magnetron	277
8.1.6	Descărcarea electrică de RF în gaze rarefiate	279
8.1.7	Arcul electric	285
8.1.8	Descărcarea corona	290
8.2.	Plasma de sinteză	295
8.2.1	Convertorul termoionic	295
8.2.2	Mașina Q	299
8.3.	Producerea plasmelor de temperatură înaltă (de interes termonuclear)	301
8.3.1	Criteriul Lowson	304
8.3.2	Fuziunea laser	306
8.3.3	Plasma descărcărilor "pinch"	309
8.3.4	Plasma confinată magnetic. Instalația Tokamak	311
Probleme		315
Bibliografie		318

1 Noțiuni introductive

1.1 Introducere. Definiția plasmei.

Fizica plasmei a apărut ca o dezvoltare și continuare modernă a disciplinei mai vechi a fizicii descărcărilor în gaze, disciplină a cărei începuturi datează de la jumătatea secolului XIX. Termenul de plasmă a fost introdus mult mai târziu, de Irving Langmuir (1928) pentru a desemna, în opoziție cu straturile de sarcini spațiale din vecinătatea electrozilor, partea luminoasă și neutră din punct de vedere electric a unei descărcări în gaze (arc electric)^{1,1} și a fost utilizat ca atare în lucrarea clasică a lui Tonks și Langmuir despre oscilațiile electrice ale descărcării^{1,2}. Etimologia termenului conduce la cuvântul grec $\pi\lambda\alpha\sigma\mu\alpha\varsigma$ care desemnează acțiunea de “turnare”, ceea ce sugerează capacitatea fundamentală a plasmei de a “umple” forma tubului de descărcare, dar și proprietatea acesteia de fluid electric capabil de răspuns colectiv la acțiunea câmpurilor electric și magnetic. Conform accepțiunii actuale, termenul desemnează un amestec gazos format de particule neutre (atomi în starea fundamentală, atomi în stări excitate, fotoni) și particule încărcate electric (ioni pozitivi, ioni negativi și electroni) în care ponderea acestora din urmă este suficient de mare pentru ca interacțiunile electromagnetice să conducă la un comportament colectiv al ansamblului de particule.

Plasma poate fi privită ca cea de-a patra stare de agregare a materiei ca substanță, concepție care a apărut pentru prima dată la Crookes (1879). El considera mediul ionizat dintr-o descărcare în gaze rarefiate ca o stare a materiei cu proprietăți calitativ diferite de cele cunoscute pentru corpurile solide, lichide și gazoase^{1,3}. Deși alcătuiește 99% din materia Universului (stelele și spațiul interstelar), plasma, ca cea de-a patra stare de agregare, nu există în mod natural în condițiile termodinamice ale vieții pe Pământ (presiune de ordinul 10^5 N/m^2 și temperatura de $3 \cdot 10^2 \text{ K}$). Aceasta înseamnă că, pentru a fi studiată și folosită, plasma trebuie să fie creată pe Pământ în condiții artificiale. Totuși plasma este starea în care se află atmosfera superioară a Pământului (ionosferă) datorită fotoionizării

atomilor și moleculelor sub acțiunea radiației cosmice. De asemenea, descărcările electrice în atmosferă (fulgerele și trăsnetele) generează, pentru perioade scurte de timp, plasmă. Plasma artificială este întâlnită în diferite aplicații tehnice ca arcul electric, tuburile fluorescente, gazele ejectate de motoarele cu reacție, instalații de tratament tehnologic în plasma, instalațiile experimentale de fuziune nucleară, etc.

Pentru a avea o idee asupra diferenței dintre valoarea energiilor implicate în procesele termodinamice ce au loc în corpurile aflate în stările de agregare solidă, lichidă sau gazoasă și cea a energiilor cinetice ale particulelor plasmă, să analizăm un experiment mental în care presupunem că se încălzește 1 Kg de apă astfel încât aceasta să treacă prin toate stările de agregare ajungând în final la starea de plasmă. Astfel, energia cinetică medie caracteristică agitației termice a moleculelor și atomilor în corpurile aflate în stările de agregare solidă, lichidă sau gazoasă, $\langle \epsilon \rangle = 3K_B T/2$, precum și energiile potențiale corespunzătoare forțelor de legătură intermoleculare caracteristice acestor stări de agregare sunt mici (de ordinul sutimilor sau zecimilor de eV) în comparație cu energiile necesare ionizării atomilor și moleculelor (de ordinul câtorva eV). Pentru a exprima

energia cinetică a particulelor și a o compara cu energiile de legătură, joulul nu este unitatea de măsură potrivită, motiv pentru care în fizica plasmă se utilizează electron-voltul (eV). Un eV exprimă energia cinetică a unui electron acumulată într-un câmp electric cu o cădere de potențial de 1 V. Pentru a vă convinge de diferențele în ordinul de mărime a energiilor implicate, puteți verifica valorile energiilor caracteristice proceselor care au loc în timpul acestor transformări, care sunt date

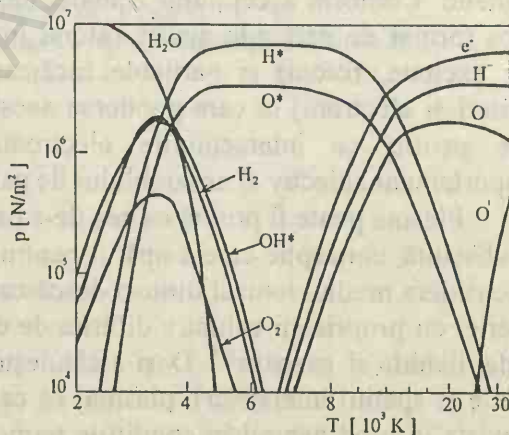


Figura 1.1 Presiunile parțiale $p_s = n_s k_B T$ pentru o plasma de H_2O la presiunea de 1 atm (indicele s desemnează componentele plasmă).

în Tabelul 1.

Valorile mari ale energiilor necesare disocierii moleculelor și ionizării atomilor explică de ce, în condițiile de temperatură și presiune de pe Pământ, plasma nu poate să apară în mod natural. Elementele chimice cunoscute au energii de ionizare cuprinse între 3,89 eV, pentru Cesium, și 24,58 eV, pentru Helium, ceea ce arată că pentru a obține plasmă, substanțele trebuie încălzite până la temperaturi de ordinul a zeci de mii de grade K. În cazul experimentului considerat mai sus, apa trece în stare de plasmă numai dacă vaporii săi sunt încălziți până la temperaturi la care, datorită agitației termice și ciocnirilor inelastice, există o fracțiune mare de particule ionizate. Pentru exemplificare, în figura 1.1 sunt prezentate, funcție de temperatură, presiunile parțiale ale componentelor care rezultă din disocierea moleculelor vaporilor de apă și a ionizării atomilor rezultați^{1,4}. Pentru ca moleculele de apă să disocieze datorită mișcării termice, este necesară încălzirea vaporilor de apă astfel încât energia cinetică relativă a moleculelor de apă să fie mai mare decât energia de disociere (4,4 eV), ceea ce corespunde, dacă ne referim la energia cinetică medie a moleculelor în sistemul laboratorului, unei temperaturi de 55000K. Considerând o distribuție după energii a moleculelor la echilibru termodinamic (Maxwelliană), se observă că, chiar și la temperaturi mai mici decât aceasta, există o fracție suficient de mare de molecule cu energii mari care pot suferi disocieri în urma ciocnirilor. Raționamentul de mai sus este valabil și pentru ionizarea atomilor și moleculelor datorită mișcării lor termice. Astfel, se constată că la o temperatură de 6000 K practic toate moleculele de apă au disociat în atomi de oxigen și hidrogen, iar la temperaturi mai mari o parte din moleculele și atomii acestor gaze au trecut în stare de ioni (conform graficului din fig. 1.1, la temperatura de 15 000K peste 10% din atomi sunt ionizați). Amestecul de electroni, ioni și particule neutre obținut în experimentul imaginat rămâne neutru din punct de vedere electric deoarece, prin mecanismul de ionizare termică a gazelor, se produc simultan numere egale de sarcini electrice pozitive (ioni pozitivi) și, respectiv, negative (electroni și ioni negativi). Sistemul de particule astfel obținut trece în starea de plasmă numai dacă gradul de ionizare (raportul dintre numărul de atomi ionizați și numărul total de atomi) este suficient de mare astfel încât mișcarea particulelor încărcate să fie guvernată

Tabelul 1 Valori ale energiilor caracteristice diferitelor procese fizice ce au loc la încălzirea apei.

Procesul	Energia [eV/particulă]
Încălzirea gheții cu 100 K	0,037
Topirea gheții	0,063
Încălzirea apei cu 100 K	0,074
Fierberea și evaporarea apei	0,43
Încălzirea la volum constant a vaporilor de apă cu 100 K	0,42
$2\text{H}_2\text{O} \rightarrow 2\text{H}_2 + \text{O}_2$	4,4
$\text{O}_2 \rightarrow \text{O} + \text{O}$	5,08
$\text{H}_2 \rightarrow \text{H} + \text{H}$	4,48
$\text{H}_2\text{O} \rightarrow \text{H}_2\text{O}^*$	7,6
$\text{H}_2\text{O} \rightarrow \text{H}_2\text{O}^+ + \text{e}^-$	12,6
$\text{O}_2 \rightarrow \text{O}_2^*$	7,9
$\text{H}_2 \rightarrow \text{H}_2^*$	11,5
$\text{O}_2 \rightarrow \text{O}_2^+ + \text{e}^-$	12,5
$\text{H}_2 \rightarrow \text{H}_2^+ + \text{e}^-$	15,6

de interacțiunile colective*. În plasmă, interacțiunile colective sunt rezultatul statistic al forțelor electromagnetice generate de particulele încărcate electric aflate în mișcare. Fiecare particulă încărcată electric din plasmă suportă acțiunea câmpului electromagnetic extern plasmei, dar și a câmpului microscopic generat de celelalte particule ale plasmei. Această caracteristică a interacțiunii particulelor face ca plasma, ca sistem fizic, să fie descrisă de modele self-consistente, în care mișcarea particulelor încărcate (pozițiile și vitezele acestora) determină forțele care la rândul lor vor governa această mișcare. Spre deosebire de cazul particulelor încărcate, mișcarea particulelor neutre este guvernată de condițiile locale, respectiv de ciocnirile binare cu particulele vecine de ordin unu.

1.2 Plasma în laborator și în natură

Sigur că experimentul descris mai sus este, dacă nu imposibil, atunci dificil de realizat în laborator datorită sistemelor complexe necesare pentru a realiza încălzirea și confinarea (menținerea plasmei într-un volum constant în afară de “contactul termic” cu orice suprafață solidă a instalației

* Interacțiunile colective sunt cele la care participa un număr statistic mare de particule

de laborator). În mod necontrolat, o plasmă similară cu cea descrisă în experimentul de mai sus poate fi produsă prin încălzire termică în explozia bombelor nucleare cu hidrogen. În acest caz este folosit un explozibil clasic ce amorsează explozia nucleară, care constă în dezvoltarea unei plasme fierbinți de zeci de milioane de grade în care prin reacțiile de fuziune a nucleelor ușoare ca hidrogen, deuteriu, tritium, litium, etc., se dezvoltă cantități uriașe de energie termică.

Producerea controlată a plasmei se realizează în laborator prin ionizarea gazelor rarefiate (la presiuni joase) sub acțiunea electronilor energetici sau a unor radiații electromagnetice. Aceste plasme se găsesc cel mult în stări staționare dar, în general, nu sunt sisteme aflate la echilibru termodinamic. Un exemplu tipic îl reprezintă plasmele descărcărilor în gaze în curent continuu sau curent alternativ. În acest caz, electronii plasmei primesc energie de la un câmp electric staționar sau de înaltă frecvență și produc prin ciocniri inelastice cu atomii neutri celelalte sorturi de particule ale plasmei (ioni pozitivi, ioni negativi, atomi în stări excitate, etc.). Pentru plasmele obținute în acest mod transferul de energie cinetică de la electroni la particulele grele, transfer care în cazul gazelor obișnuite aflate în echilibru termic are loc prin ciocniri elastice între molecule, este neglijabil datorită diferenței mari între masa electronilor și cea a atomilor sau moleculelor. În aceste condiții, temperatura electronilor poate depăși cu mult pe cea a componentelor grele ale acestor plasme (numite din acest motiv plasme reci).

Obținerea practică a unei descărcări de curent continuu în gaze se realizează de regulă aplicând o tensiune de ordinul sutelor de volți pe doi electrozi introduși într-un tub de descărcare umplut cu un gaz rarefiat. Cei doi electrozi ai descărcării se numesc *anod* și *catod*, termeni introduși în 1834 de către Michael Faraday pentru descărcarea electrolică. Termenul catod provine de la cuvântul grec *καθοδος* care are înțelesul de “coborâre” și desemnează electrodul legat la borna negativă a sursei de curent continuu, electrod a cărui masă scade în timpul electrolizei. Termenul de anod provine de la cuvântul grec *ανodus* care are înțelesul de “urcare” și desemnează electrodul legat la borna pozitivă a sursei de curent. Condițiile întreținerii plasmei unei descărcări luminescente sunt aplicarea de tensiuni de descărcare relativ mari și presiuni ale gazului relativ mici, aceste valori

fiind dependente și de distanța dintre electrozi. O justificare simplă a acestor condiții poate fi dată după cum urmează:

Plasma este generată prin ionizări de volum în urma ciocnirilor inelastice ale electronilor rapizi cu atomii gazului. Pentru întreținerea plasmei trebuie ca ionizările să fie suficient de frecvente pentru a înlocui pierderile de particule încărcate (prin difuzie și recombinații de suprafață sau prin recombinații de volum). Considerând că la presiuni mici particulele încărcate sunt pierdute prin împrăstieri elastice, condiția de întreținere a plasmei sub acțiunea câmpului electric este ca, în medie, pe distanța drumului liber mediu a electronilor, λ , aceștia să câștige suficientă energie cinetică pentru a putea ioniza atomii gazului, adică:

$$eE \cdot \lambda = eV_i \quad 1.1$$

unde e este sarcina electronului, E intensitatea câmpului electric și V_i este potențialul de ionizare a atomilor gazului. Considerând drumul liber mediu:

$$\lambda_i = (N\sigma)^{-1}, \quad 1.2$$

unde σ este secțiunea eficace totală pentru ciocnirile electron-atom (ciocniri elastice și inelastice) și N concentrația atomilor sau moleculelor gazului (particule/cm³), câmpul electric dintre electrozi (considerați plani și infiniți) de intensitate:

$$E = U/d^*, \text{ și} \quad 1.3$$

și presiunea cinetică a gazului în care are loc descărcarea, p , la temperatura T , dată de ecuația de stare a gazului ideal:

$$p = Nk_B T, \quad 1.4$$

obținem următoarea expresie pentru tensiunea, U , necesară menținerii descărcării electrice:

$$U = \frac{\sigma V_i}{k_B T} (pd). \quad 1.5$$

* Relația aproximează o distribuție uniformă a câmpului electric generat de doi electrozi plan-paraleli, infiniți, pentru cazul curenților de descărcare de intensitate mică, în care efectul sarcinii spațiale este neglijabil

Pentru cazul unei descărcări în argon, pentru care $\sigma \approx 5 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$, $V_i \approx 16 \text{ V}$, la o valoare tipică a produsului $pd = 1 \text{ Torr} \cdot \text{cm}$, relația 1.5 dă o valoare de aproximativ 2500V pentru tensiunea necesară autoîntreținerii descărcării (vezi problema 1.1). În realitate această tensiune este mult mai mică (de ordinul a câteva sute de volți), dat fiindcă intensitatea câmpului electric nu se distribuie uniform în spațiul dintre electrozi, importante pentru menținerea descărcării fiind procesele care au loc în regiunea descărcării din vecinătatea catodului.

O plasmă la echilibru termodinamic la temperaturi relativ mici (2000-3000 K) se poate obține în așa numita mașină Q prin ionizarea atomilor metalelor alcaline (care au potențialul de ionizare cel mai mic) în contact cu placa caldă a mașinii (un electrod din wolfram încălzit până la termoemisie) și prin emisia de electroni ai aceleiași plăci^{1,5}.

Probabil cea mai importanta aplicație de viitor a fizicii plasmei rămâne cea a reactorilor de fuziune nucleară, cei care ar putea constitui sursa de energie a omenirii pentru sute și mii de ani. Deși, în principiu, obținerea energiei prin reacțiile de fuziune nucleară este simplă, realizarea practică a unui reactor, în care reacția să poată fi controlată și bilanțul energetic să fie pozitiv, s-a dovedit a fi foarte dificilă. Într-un asemenea reactor trebuie realizată o plasmă a elementelor fuzionabile (cele mai convenabile, deuteriu și tritium) suficient de densă și fierbinte astfel încât probabilitatea producerii reacțiilor de fuziune a acestor nuclee să devină mare. Se cunosc trei moduri de confinare ale unei asemenea plasme: confinarea gravitațională, în plasmă stelară, în care plasma se găsește la densități atât de mari încât forțele de atracție gravitațională sunt suficiente pentru a echilibra presiunea cinetică a plasmei din interior; confinarea inerțială, în care se folosesc fascicule laser concentrice pentru a genera într-un volum restrâns plasmă și; confinarea magnetică, care constă în folosirea câmpului magnetic pentru a păstra traiectoriile particulelor plasmei într-un anumit volum. Se anticipează că până în 2010 se va obține prima instalație experimentală cu plasma de fuziune cu bilanț energetic pozitiv și că pe la jumătatea secolului viitor vor funcționa primele centrale nucleare de fuziune. Cercetarea în acest domeniu presupune fonduri uriașe, motiv pentru care în prezent proiectele cu șansă de succes sunt cele internaționale.

În Univers plasma se găsește în stele, în nebuloasele gazoase și sub forma plasmei interstelare (hidrogen ionizat). Mai aproape de Pământ, plasma poate fi întâlnită sub forma plasmei solare, a plasmei coronei solare, a vântului solar, a zonelor Van Allen, a ionosferei și a aurorelor boreale. Plasma din interiorul Soarelui este considerată a fi o plasmă izotermă formată din electroni, protoni și ioni de deuteriu, tritii și heliu cu temperatura $k_B T = 2 \text{ KeV}$ și densitatea de particule $n_0 = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Corona solară se formează în jurul Soarelui ca un mediu gazos (de densitate mult mai mică) de particule neutre și încărcate electric cu temperatura $k_B T = 200 \text{ eV}$. Vântul solar este constituit de fluxul de particule încărcate emise de Soare. Parametrii tipici pentru vântul solar sunt $k_B T_e = 50 \text{ eV}$, $k_B T_i = 10 \text{ eV}$, $n_0 = 5 \text{ cm}^{-3}$ și o viteză de drift a particulelor $v_d = 3 \cdot 10^5 \text{ ms}^{-1}$. Cele mai energetice particule ale vântului solar sunt captate de câmpul magnetic al Pământului la distanțe, față de suprafață, cuprinse între una până la zece raze terestre și formează plasma centurilor Van Allen. Parametrii tipici ai plasmei centurilor Van Allen sunt $k_B T_i \cong 1 \text{ eV}$, $k_B T_e \leq 1 \text{ keV}$ și $n_0 \leq 10^3 \text{ cm}^{-3}$. În straturile superioare ale atmosferei, la distanțe cuprinse între 30 și 50 Km de la suprafața Pământului se formează plasma ionosferică prin ionizarea oxigenului și azotului atmosferic sub acțiunea radiațiilor cosmice. Densitatea acestei plasme variază cu înălțimea până la $n_0 = 10^6 \text{ cm}^{-3}$, iar temperatura ionilor este de $k_B T_i = 0,1 \text{ eV}$.

1.3 Aplicații ale plasmei

Plasma întâlnită în diferite aplicații tehnice și tehnologice acoperă un domeniu foarte larg de valori ale densității, n_0 , și temperaturii electronilor, $k_B T_e$. Astfel densitatea n_0 variază de la 1 la 10^{18} cm^{-3} , iar temperatura electronilor de la 0,1 eV la 10^6 eV . Câteva din aplicațiile tehnice ale plasmei vor fi descrise în cele ce urmează.

Una din cele mai vechi aplicații ale plasmei este folosirea ei ca sursă de radiație luminoasă. În descărcările electrice în gaze la presiuni relativ mici, de ordinul milibarului, se formează o coloană de plasmă luminoasă (plasma coloanei pozitive) care ocupă, în cazul tuburilor de descărcare lungi (zeci de cm), cea mai mare parte din lungimea tubului de descărcare. Plasma coloanei pozitive a unei descărcări luminescente în gaze la presiune mică constituie o sursă convenabilă de radiație luminoasă. La valori mari ale curentului de descărcare și mici ale distanței dintre electrozi se obține

plasma descărcării în arc electric, care constituie o sursă puternică de lumină. Deoarece spectrul luminos emis astfel este un spectru de linii, astfel de descărcări sunt folosite pe scară largă în tuburi fluorescente.

Acestea folosesc emisia în spectru continuu a unui strat de luminofor depus pe peretele interior al tubului de descărcare, emisie datorată radiației ultraviolete intense emise de plasma coloanei pozitive sau a arcului electric a unei descărcări într-un amestec de vapori de mercur și un gaz inert, de obicei neon. Parametrii tipici a unei asemenea plasmă sunt $n_0 = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ în centrul tubului de descărcare, $k_B T_e \sim 2\text{-}10 \text{ eV}$, $k_B T_i \sim 0,1 \text{ eV}$. Plasma descărcării luminescente în curent continuu sau în curent alternativ de radiofrecvență este folosită și ca sursă de lumină spectrală în experimente de spectroscopie.

O altă aplicație a plasmă descărcării luminescente în gaze la joasă presiune o constituie laserii cu mediu gazos (He-Ne, CO_2 , etc.). În acest caz plasma descărcării în care este realizată inversia de populație este folosită ca mediu activ pentru amplificarea radiației laser. Important pentru funcționarea la parametri optimi ai acestor laseri este stabilitatea plasmă descărcării.

Plasma poate fi folosită pentru conversia energiei termice în energie electrică cu ajutorul convertorului magnetohidrodinamic. Acesta utilizează un jet de plasmă densă supus unui câmp magnetic transversal. Datorită forței Lorentz, $q(\vec{v} \times \vec{B})$, ionii pozitivi vor fi separați de electroni după o direcție perpendiculară pe direcția jetului și a liniilor de câmp magnetic

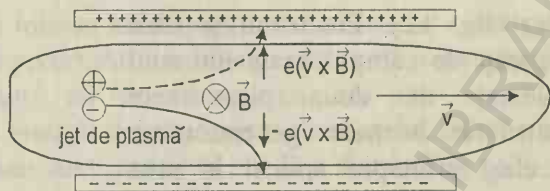


Figura 1.3 Schema de principiu a unui generator MHD

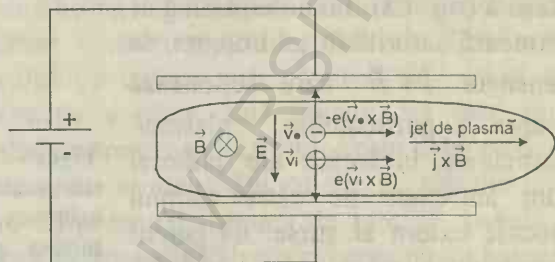


Figura 1.2 Schema de principiu a motorului ionic folosit în propulsia vehiculelor spațiale.

(vezi fig. 1.2). Electronii și ionii separați de câmpul magnetic sunt colectați de două plăci care constituie bornele generatorului. Același principiu aplicat în sens invers este folosit la motorul ionic pentru conversia energiei electrice în energia cinetică a unui jet de plasmă (fig. 1.3). Jetul de plasmă se formează datorită forței Lorentz, de densitate $\vec{j} \times \vec{B}$, care acționează asupra particulelor plasmiei. Particulele încărcate ale plasmiei sunt antrenate de către câmpul electric extern al sursei de curent continuu în mișcare de drift cu vitezele v_e și v_i pentru electroni, respectiv, ioni. Datorită acestei mișcări ce are loc într-un plan perpendicular pe liniile câmpului magnetic, acționează forțe Lorentz care propulsează plasma în afara motorului generând astfel jetul de plasmă ce duce la propulsarea vehiculului pe care este plasat motorul. Datorită calităților remarcabile ale acestor motoare, legate de timpul foarte mic de răspuns la comenzi, posibilitatea controlului de la distanță cu mare precizie a forței de propulsare, aceste motoare se folosesc în mod curent la corectarea traiectoriei navetelor spațiale și la diverse misiuni interplanetare.

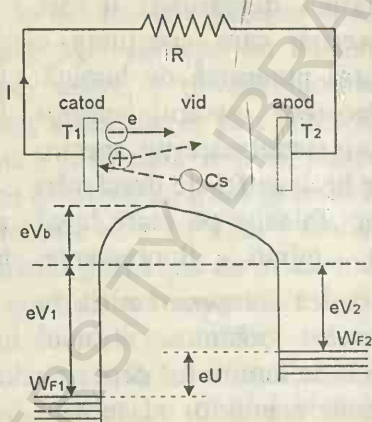


Figura 1.4 Diagrama energetică a electronilor în convertorul termioionic (V_b – înălțimea barierei de potențial generată de sarcina spațială a catodului; V_1 , V_2 – potențialele de extracție a electronilor din catod, respectiv anod; T_1 , T_2 – temperaturile catodului, respectiv, anodului), W_{F1} și W_{F2} sunt nivelele energetice Fermi a electronilor în cei doi electrozi ai convertorului.

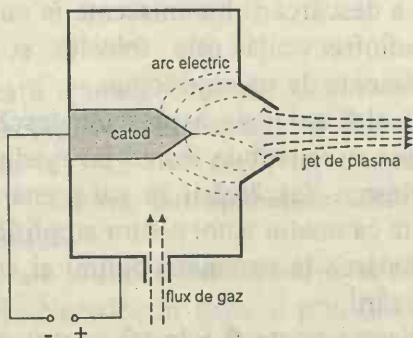


Figura 1.5 Schema de principiu a plasmatronului

Plasma poate fi folosită și într-un alt dispozitiv de conversie a energiei termice în energie electrică –convertorul termoionic (fig. 1.4). Acesta are la bază principiul termocuplului, cu deosebirea că cei doi electrozi confecționați din materiale cu energii de extracție a electronilor diferite nu sunt în contact termic. Electrozii sunt plasați în vid la o distanță de ordinul zecimilor de milimetru. Electrocul cu energia de extracție a electronilor mai mare (wolfram cu potențialul de extracție 4,45 V) este încălzit la termoemisie și emite electroni care sunt captați de celălalt electrod care astfel se încarcă negativ și devine borna negativă a convertorului în timp ce electrodul emițător de electroni constituie borna pozitivă. Tensiunea maximă la bornele generatorului de curent astfel format este egală cu diferența potențialelor de extracție a celor două metale din care sunt confecționați electrozii. O piedică în trecerea electronilor prin dispozitiv, și ca urmare o cauză a limitării drastice a intensității curentului electric prin dispozitiv, o constituie bariera de potențial formată de sarcina spațială a electronilor emiși de catod. Aceasta împiedică electronii care nu au energie suficientă pentru a depăși bariera de potențial să ajungă la anod. Pentru a diminua efectul de limitare a curențului electric produs de sarcina spațială a electronilor s-a folosit ideea neutralizării acestora cu ioni pozitivi. În acest scop s-au folosit vapori de cesiu sau potasiu care, în contact cu suprafața electrodului fierbinte, pierd electronii de valență, potențialul de ionizare a acestor metale fiind mai mic decât a potențialul de extracție a wolframului (3,89V pentru Cs și 4,34V pentru K), devenind ioni pozitivi. În acest fel, electrodul cald emite o plasmă formată din ioni pozitivi de Cs sau K și electroni. Experimentele au arătat că nu randamentul de conversie a unui asemenea dispozitiv nu poate depăși 10-11%, ceea ce face dispozitivul necompetitiv în raport cu soluțiile clasice de conversie a energiei termice. Această metoda de producere a plasmei este folosită în așa numita mașină Q, în care distanța dintre electrodul rece și cel cald este de ordinul zecimilor de cm, distanță pe care se formează o coloană cilindrică de plasmă izotermă și total ionizată, pierderile de particule la pereți fiind diminuate de acțiunea unui câmp magnetic longitudinal.

Dispozitivele cu plasmă generate prin descărcări electrice în gaze la joasă presiune sunt folosite pe scară largă în industrie în aplicații ca nitrurarea, implantarea ionică, depunerea de straturi subțiri, corodarea suprafețelor^{1,6}, etc. Plasmele descărcărilor de radiofrecvență în gaze la

presiuni mici sunt folosite pe scară largă în industria electronică pentru producerea microcipurilor. De asemenea, plasmă descărcărilor electrice sunt folosite pentru producerea diferitelor reacții chimice, care în condiții normale ar avea o probabilitate extrem de mică, dând naștere unui nou domeniu de aplicații ale plasmăi ce poartă numele de plasmă-chimie. Cele mai cunoscute aplicații de acest gen sunt cele din instalațiile de producere a ozonului și în instalațiile de epurare a noxelor din gazele rezultate în urma diferitelor procese tehnologice.

În industria prelucrării metalelor, plasma este folosită în instalațiile de tip plasmatron pentru taiere, sudură sau acoperirea suprafețelor cu un strat protector. Plasmatroanele folosesc o descărcare în arc electric de mare putere într-un jet de gaz, care odată ionizat în descărcare, este dirijat printr-o duză spre suprafața metalului ce trebuie prelucrat (vezi fig. 1.5).

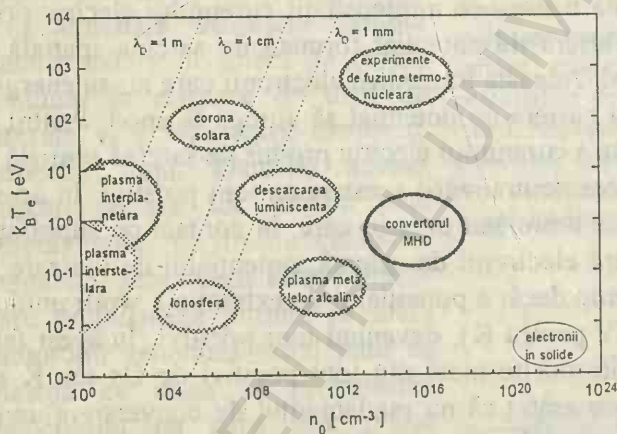


Figura 1.6 Domeniile de variație a temperaturii electronilor și a densității plasmelor întâlnite în natură și în aplicațiile tehnice

În diagrama din fig. 1.6 sunt reprezentate domeniile parametrilor $k_B T_e$ și n_0 corespunzătoare diferitelor plasmă întâlnite în natură sau în aplicații tehnice. Se poate observa un domeniu vast de variație de 18 ordine de mărime a densității și de opt ordine de mărime a temperaturii. Este de remarcat faptul că, deși aceste domenii de variație a parametrilor sunt atât de largi, ecuațiile ce descriu fenomene fundamentale în aceste plasmă sunt aceleași.

Probleme

- 1.1 Să se calculeze drumul liber mediu al electronilor în argon ($\sigma_i \approx 5 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$, $V_i = 16 \text{ V}$) la presiunea de 1 Torr și temperatura de 300K. În aceste condiții, să se estimeze valoarea minimă a intensității câmpului electric ce menține descărcarea electrică în gaz.
 R: $\lambda = (k_B T / p \sigma)^{-1} = 0,623 \text{ mm}$, $E = V_i / \lambda = 257 \text{ V/cm}$.
- 1.2 Să se estimeze densitatea electronilor, a ionilor pozitivi și a neutrilor într-o plasmă de heliu la presiunea de 1 Torr și temperatura de 300K în care în medie un atom dintr-un milion este ionizat.
 R: $n_i = n_e = f N_0$, $n_n = (1-f) N_0$, unde $N_0 = p / k_B T = 3,2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ și $f = 10^{-6}$.
- 1.3 Un metal poate fi considerat ca o plasmă formată din ionii pozitivi ai metalului, care sunt fixați în nodurile unei rețele cristaline, și din electronii din banda de conducție care se pot mișca liber în interiorul metalului. Folosind această imagine, să se estimeze densitatea plasmei electronice în rețeaua cristalină a cuprului știind densitatea acestuia ($\rho = 8,98 \text{ g/cm}^3$) și numărul atomic de masă, $A = 63,5$.
 R: $n = \rho / m_0 = 8,5 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$.
- 1.4 Să se calculeze valoarea tensiunii la mers în gol a unui generator MHD care folosește un jet supersonic de plasmă cu viteza $v = 2c_s$ ($c_s = 340 \text{ m/s}$ este viteza sunetului în aer) într-un câmp magnetic de inducție $B = 2 \text{ T}$ dacă distanța dintre plăcile colectoare de particule este $d = 2 \text{ mm}$.
 R: $E = v B d = 2,72 \text{ V}$
- 1.5 Care este valoarea sarcinii electrice care trebuie să treacă prin plasma unui motor ionic care folosește plasmă total ionizată de He între doi electrozi situați la $d = 2 \text{ mm}$ într-un câmp magnetic de inducție $B = 1,5 \text{ T}$, pentru a imprima vehicolului pe care este fixat un impuls de $100 \text{ N}\cdot\text{s}$?
 R: $q = p / (B d) = 25\,000 \text{ C}$,

Bibliografie

- 1.1 L. Tonks 1967 Am. J. Phys. 35 857
 1.2 L. Tonks and I. Langmuir, 1929 *Oscillations in Ionized Gases*, Phys. Rev. 33 195
 1.3 W. Crookes 1879 Phyl. Mag. 1 135

- ^{1.4} M. Venugopalan, *Reaction under Plasma Conditions* (Ed. John Wiley and Sons, New York 1971).
- ^{1.5} R. W. Motlay, *Q machine* (Academic Press 1975)
- ^{1.6} G. Popa and M. Gheorghiu, *Aplicații ale Fizicii Plasmei* (Editura Universității "Al. I. Cuza", Iași 1998)

2 Mărimi și parametri specifici plasmei

2.1 Densități de particule, gradul de ionizare, densitatea de sarcină și distanța medie dintre particule. Drumul liber mediu al particulelor.

Așa cum s-a menționat în secțiunea precedentă, plasma este un ansamblu macroscopic alcătuit din particule neutre (atomi, molecule și fotoni) și din particule încărcate electric (electroni, ioni pozitivi și negativi). Fiecare sort de particule este caracterizat prin densitatea $n_s(\vec{r}) = \delta N_s(\vec{r}) / \delta V$, unde δN_s este numărul de particule de sort s în volumul δV (volum infinit mic din punct de vedere macroscopic, localizat de vectorul de poziție $\vec{r}$). Densitatea n_s exprimă numărul mediu de particule de sort s din unitatea de volum a plasmei și se exprimă de regula în cm^{-3} (particule pe centimetru cub).

Plasmele simple sunt plasmele formate din atomi de un singur sort, electroni și ioni proveniți din ionizarea atomilor cu o singură sarcină elementară pozitivă. Aceste plasme sunt caracterizate prin densitățile electronilor, n_e , ionilor, n_i , și neutrilor, n_n . Dat fiind că plasma este cvasineutră din punct de vedere electric, $n_e = n_i = n_0$, unde n_0 este densitatea plasmei. Raportul dintre densitatea plasmei și densitatea neutrilor, de dinaintea ionizării, definește gradul de ionizare al plasmei:

$$\alpha = \frac{n_0}{n_n + n_0}$$

2.1

Funcție de valorile parametrului α plasmele se pot clasifica în plasme slab ionizate ($\alpha < 10^{-4}$), mediu ionizate ($10^{-4} < \alpha < 10^{-2}$), puternic ionizate ($\alpha > 10^{-2}$) și total ionizate ($\alpha = 1$). Plasmele slab ionizate sunt cele întâlnite în descărcările luminescente în gaze rarefiate, în ionosferă și în diferite instalații de laborator. Plasmele mediu ionizate sunt cele întâlnite în instalațiile cu confinare magnetică multipolară și în arcul electric în timp ce

plasmele total ionizate se găsesc în stele, în instalațiile experimentale de fuziune nucleară și în mașina Q.

Între densitățile particulelor încărcate electric ale plasmei și câmpul electric exista o relație biunivocă. Densitățile electronilor și ionilor determină densitatea de sarcină electrică spațială, ρ_e . Această densitate de sarcină electrică este sursă a câmpului electrostatic, câmp care la rândul său determină mișcarea particulelor încărcate și frecvența proceselor de ionizare în care acestea sunt implicate, deci în cele din urmă densitatea lor. Mai mult, în regiunile perturbate de câmpuri electrice externe, ca cele formate la interfața plasmă-electrod sau plasmă-perete, se formează straturi de sarcină spațială în care densitatea de sarcină este: $\rho_e(\vec{r}) = e[n_i(\vec{r}) - n_e(\vec{r})]$, unde e este sarcina electrică elementară și $\vec{r}$ este vectorul de poziție. În aceste regiuni distribuția câmpului electric este dată de ecuația Poisson:

$$\Delta\phi(\vec{r}) = \frac{e[n_e(\vec{r}) - n_i(\vec{r})]}{\epsilon_0} \quad 2.2$$

În plasma cvasineutră și omogenă $\rho_e \equiv 0$, astfel încât de cele mai multe ori ecuația 2.2 are ca soluție fie un câmp electric omogen ($\nabla\phi(\vec{r}) = \text{const.}$) fie unul nul ($\nabla\phi(\vec{r}) = 0$). În plasmele neomogene poate să apară un câmp electric datorită, de exemplu, diferenței dintre vitezele de difuzie a electronilor și ionilor pozitivi. În acest caz difuzia poate duce la o separare locală a sarcinilor și deci la apariția unui câmp electric, numit de difuzie ambipolară.

Tendința plasmei de a-și păstra cvasineutralitatea este ușor de înțeles dacă ținem seama că între particulele plasmei se manifestă forțe coulombiene care au rază mare de acțiune ($F_C \propto r^{-2}$). În cazul în care, datorită unei cauze externe, sau a fluctuațiilor termice, într-o regiune a plasmei se produce pentru scurt timp un dezechilibru între densitățile de electroni și ioni, sarcina spațială care apare generează un câmp electric care acționează în sensul restabilirii echilibrului densităților de sarcina pozitivă și negativă. Câmpurile electrice care apar astfel în plasmă sunt cu atât mai intense cu cât abaterea de la cvasineutralitate este mai mare. Astfel, într-o plasmă de laborator a cărei concentrație are valoarea $n_0 = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, câmpurile electrice care pot să apară într-o regiune de dimensiuni

macroscopice (care conține un număr foarte mare de particule) datorită abaterii cu numai 1% de la cvasineutralitate pot atinge valori de ordinul sutelor de V/cm (problema 2.1).

Concentrația particulelor determină o primă lungime caracteristică plasmei – distanța medie între particule. O evaluare rudimentară a distanței medii între particulele de același sort se poate obține calculând volumul mediu ocupat de o particulă, $\overline{w_s} = \delta V / \delta N_s = n_s^{-1}$ și considerând valoarea acestuia egală cu cubul distanței medii între particulele, $\overline{w_s} = d_s^3$.

Rezultă $d_s = n_s^{-1/3}$. Un raționament mai rafinat se poate face calculând distribuția normată de probabilitate a distanței între vecinii de ordin 1 de același sort s , $p(r_s)$, și folosind apoi formula valorii medii: $d_s = \int_0^\infty r_s p(r_s) dr_s$. Se obține în acest caz un factor de corecție de 0,55 la rezultatul anterior (problema 2.2):

$$d_s = 0,55 n_s^{-1/3} \quad 2.3$$

Distanța medie dintre particulele plasmei, indiferent de sortul lor, se calculează folosind formula: $d = 0,55 n^{-1/3}$, unde n este concentrația totală a particulelor plasmei, $n = \sum_s n_s$. Distanța medie între particulele încărcate într-o plasmă simplă, unde $n_0 = n_i = n_e$, este:

$$d_0 = 0,55 (2n_0)^{-1/3} \quad 2.4$$

Această distanță poate fi folosită, de exemplu, în calculul energiei potențiale medii de interacțiune între particulele încărcate ale plasmei:

$$E_p = e^2 / 4\pi \epsilon_0 d_0 \quad 2.5$$

Densitatea particulelor plasmei este legată de o altă distanță caracteristică particulelor componente ale plasmei, drumul liber mediu. Presupunând toate ciocnirile posibile între particulele de sort s și cele de sort k ale plasmei ca fiind caracterizate de secțiunea eficace totală σ_{sk} , atunci drumul liber mediu pentru particulele de sort s va fi:

$$\lambda_s = \left(\sum_k n_k \sigma_{sk} \right)^{-1}$$

2.6

Aplicată la o plasmă simplă, slab ionizată, unde ciocnirile dominante ale particulelor încărcate sunt cu atomii neutri, relația 2.6 se simplifică devenind $\lambda_e = (n_n \sigma_{en})^{-1}$ pentru electroni și $\lambda_i = (n_n \sigma_{in})^{-1}$ pentru ioni.

⊗ Densitatea componentei neutre a plasmei poate fi calculată cu ajutorul ecuației de stare a gazelor perfecte:

$$p = n_n k_B T_n$$

2.7

unde p și T_n sunt presiunea și, respectiv, temperatura gazului neutru în care se produce plasma.

⊗ Drumul liber mediu al particulelor plasmei este important în analiza proceselor dominante în plasmă. Astfel, dacă drumul liber mediu al electronilor este mult mai mare decât dimensiunea tipică a dispozitivului cu plasmă (plasmă necolizională), $\lambda_e \gg L$, atunci ciocnirile în volum ale acestora se pot neglija și mișcarea lor este determinată în esență de acțiunea câmpurilor electric și magnetic (și interacțiunea lor cu electrozii și cu pereții incintei cu plasmă). Pentru a trece într-un regim necolizional este necesar să se reducă presiunea gazului de lucru până când densitatea atomilor acestuia devine suficient de mică pentru a se îndeplini condiția de mai sus. În plasmale puternic ionizate ciocnirile coulombiene între particulele încărcate devin dominante în raport cu cele dintre particulele încărcate și atomii neutri. În acest caz drumul liber mediu al electronilor devine: $\lambda_e = (n_e \sigma_{ee} + n_i \sigma_{ei})^{-1}$, unde σ_{ee} și σ_{ei} sunt secțiunile eficace caracteristice ciocnirilor electron-electron și, respectiv, electron-ion.

2.2 Echilibrul termodinamic și temperaturi caracteristice plasmei

Temperatura este introdusă în termodinamică ca un parametru macroscopic intensiv ce caracterizează starea de echilibru termodinamic a unui sistem. O serie de funcții termodinamice sunt exprimate cu ajutorul acestui parametru. Din punctul de vedere al fizicii statistice, temperatura este un parametru macroscopic asociat mărimilor microscopice pătratic sumabile. Contrar sistemelor termodinamice constituite din corpuri solide,

lichide sau gazoase, unde există tendința generală de evoluție spre echilibru termodinamic, în plasmă echilibrul termodinamic între diferitele ei componente este de cele mai multe ori imposibil de atins. Plasmele de laborator sau cele din diferite instalații tehnologice sunt plasme de neechilibru termodinamic, temperaturile componente fiind diferite ($T_e \gg T_i \geq T_n$), în care T_e , T_i și T_n sunt temperaturile asociate celor trei componente de bază, "gazul electronic", "gazul ionic" și gazul atomilor neutri.

Plasmele de laborator sunt obținute de regulă prin descărcări electrice în gaze rarefiate, fapt care implică cel puțin două cauze care determină menținerea lor în stări departe de echilibru. O cauză o constituie acțiunea câmpului electric asupra particulelor încărcate electric ale plasmei, electronii și ionii, acțiune care conduce la un continuu transfer de energie de la câmpul electric la aceste particule. Acestea, la rândul lor, transferă energie altor particule ale plasmei prin ciocniri elastice și inelastice. O a doua cauză o constituie permanentul transfer de energie în exterior prin radiație electromagnetică, plasma prezentându-se în cele mai multe cazuri ca un corp luminos. Chiar și pentru fiecare componentă a plasmei este de cele mai multe ori greu să vorbim de temperatură, deoarece în multe cazuri ciocnirile între particulele de același sort sunt mult prea puține pentru a asigura o evoluție spre echilibru termodinamic. În aceste plasme durata de viață a particulelor este mult mai mică decât durata procesului de stabilire a echilibrului termodinamic. Excepție fac plasmele stelare și unele plasme obținute în condiții experimentale speciale (plasmele de fuziune termonucleară și plasma mașinii Q).

Plasma ca sistem macroscopic de particule poate fi descrisă în termenii mecanicii clasice, efectele cuantice putând fi neglijate datorită energiilor cinetice relativ mari ale particulelor. Efectele cuantice într-un sistem macroscopic de particule se pot neglija dacă energia termică a particulelor $k_B T$ este mult mai mare decât valoarea medie a diferenței dintre nivelele energetice vecine ale sistemului, ΔE . Principiul de nedeterminare a lui Heisenberg poate fi folosit pentru a testa valabilitatea aproximației clasice. Astfel, pentru ca descrierea clasică să aibă sens, poziția particulelor trebuie precizată în limitele unei distanțe minime (care poate fi distanța medie între particulele plasmei), d . Dacă impulsul mediu corespunzător

mișcării termice a particulelor este p , atunci relația de nedeterminare a lui Heisenberg se poate scrie sub forma:

$$d \cdot p \geq h/2\pi, \quad 2.8$$

sau folosind expresia lungimii de Broglie, $\lambda_B = h/2\pi p$:

$$d \geq \lambda_B \quad 2.9$$

Efectele cuantice pot fi neglijate în cazul în care energiile particulelor sunt suficient de mari astfel încât lungimea de Broglie a undelor asociate mișcării particulelor să fie mult mai mică decât distanțele caracteristice sistemului (ca cea a distanței medii între particule), $d \gg \lambda_B$. Astfel, pentru caracterizarea distribuțiilor de echilibru a particulelor plasmei după energii sau viteze vom folosi mecanica statistică clasică (problema 2.3).

În cazul ideal al unei plasme la echilibru termodinamic complet (ETC), nu există transport net de masă, impuls sau energie în întreg volumul sistemului. În acest caz plasma trebuie considerată închisă într-o incintă a cărei pereți sunt la echilibru termic cu plasma (ceea ce înseamnă că pereții primesc și emit radiația corpului negru corespunzătoare temperaturii plasmei). Distribuția energetică după spectrul de frecvență al radiației electromagnetice este definită în acest caz de o temperatură caracteristică radiației termice a plasmei, T_{rad} . Densitatea spectrală a emitanței m_ν în volumul plasmei este dată de legea lui Planck și corespunde temperaturii T_{rad} ^{2.1}:

$$m_\nu = \frac{2\pi h \nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp(h\nu/k_B T_{rad}) - 1}, \quad 2.10$$

unde h și k_B sunt constantele lui Plank și, respectiv, Boltzmann, iar c este viteza luminii în vid.

După cum s-a anticipat, mișcarea termică a particulelor plasmei poate fi caracterizată de temperaturi corespunzătoare fiecărui sort de particule care la echilibru termodinamic local admit distribuții după viteze Maxwelliene de forma:

$$f_{0s}(\nu) = n_s (m_s/2\pi k_B T_s)^{3/2} \exp(-m_s \nu^2 / 2k_B T_s), s = i, e, n, \quad 2.11$$

în care m_s reprezintă masa unei particule de sort s iar T_s , temperatura acestor particule. Echilibrul termodinamic complet (ETC) presupune existența unei temperaturi T_{cin} , comuna pentru mișcarea de agitație termică a tuturor particulelor plasmei ($T_e = T_i = T_n = T_{cin}$).

O altă temperatură, T_{el} , se poate defini pe baza distribuției Boltzmann a atomilor neutri, sau a ionilor acestora, pe diferite stări electronice excitate:

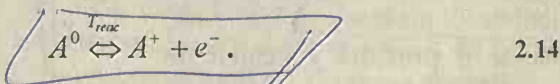
$$n_{sk} = n_{s0} \frac{g_k \exp(-E_k/k_B T_{el})}{Z(T_{el})}, s = n, i, \quad 2.12$$

unde n_{s0} este concentrația totală a particulelor de sort s presupuse în starea fundamentală, n_{sk} , E_k și g_k sunt densitatea de particule de sort s pe starea electronică excitată k , energia și respectiv ponderea statistică a nivelului excitat k . Mărimea $Z(T_{el})$ este funcția de partiție^{2.2} dată de relația:

$$Z(T_{el}) = \sum_k g_k \exp(-E_k/k_B T_{el}) \quad 2.13$$

În mod asemănător cu definiția temperaturii electronice, pentru cazul plasmelor ce conțin gaze moleculare, se pot defini temperaturi corespunzătoare distribuției moleculelor sau ionilor acestora pe nivele energetice de vibrație și de rotație, T_{vib} , respectiv, T_{rot} .

Într-o plasmă simplă la echilibru termodinamic, datorită ciocnirilor inelastice există tot atâtea evenimente directe, care duc la formarea electronilor și ionilor pozitivi (ionizări de volum prin ciocniri între electroni și atomi neutri sau între atomi neutri), câte evenimente inverse, care duc la dispariția particulelor încărcate (recombinări de volum), evenimente care pot fi scrise generic sub forma reacției:



Pe baza legii acțiunii maselor, aplicată reacției 2.14, rezultă ecuația lui Saha, care exprimă dependența raportului concentrațiilor ionilor și cel al atomilor neutri în funcție de temperatura de reacție, T_{reac} .

$$\frac{n_e n_i}{n_n} = \frac{2g_{i0}}{g_{n0}} \left(2\pi m_e k_B T_{reac} / h^2 \right)^{3/2} \exp(-E_i/k_B T_{reac}), \quad 2.15$$

unde g_{n0} și g_{i0} sunt ponderile statistice corespunzătoare stărilor fundamentală ale atomului neutru și, respectiv, ionului pozitiv rezultat din ionizarea acestuia, iar E_i este energia de ionizare a atomilor. Pe baza ecuației 2.15 putem estima temperatura până la care trebuie să încălzim un gaz pentru ca acesta să treacă în starea de plasmă (problema 2.4). Presiunile parțiale prezentate în fig. 1.1 au fost calculate pe baza unor ecuații de tip Saha.

În cazul ETC, temperaturile introduse mai sus sunt egale:

$$T_{rad} = T_{cin} = T_{el} = T_{vib} = T_{rot} = T_{reac} = T_{plasma} \quad 2.16$$

Obținerea plasmelor la ETC necesită o încălzire a gazelor la temperaturi foarte mari, în fig. 2.1 sunt prezentate concentrațiile ionilor de argon, cu diferite grade de ionizare, în funcție de temperatură. Se poate observa că la ETC o plasmă de argon se poate forma la temperaturi ce depășesc 5000K. Ținând seama că majoritatea materialelor au temperaturi de topire sau sublimare mici, rezultă că obținerea plasmelor la ETC în laborator este posibilă doar în condiții speciale de confinare și încălzire. Confinarea este procesul prin care plasma este menținută într-un volum limitat în afara contactului termic cu pereții instalațiilor, iar încălzirea procesul de transfer de energie de la câmpuri electromagnetice la particulele plasmei. Un caz particular îl prezintă sistemele în care sunt produse plasmale metalelor alcaline, care au un potențial de ionizare relativ mic și necesită temperaturi relativ mici de încălzire (2000 K)^{2,3}.

În majoritatea plasmelor de

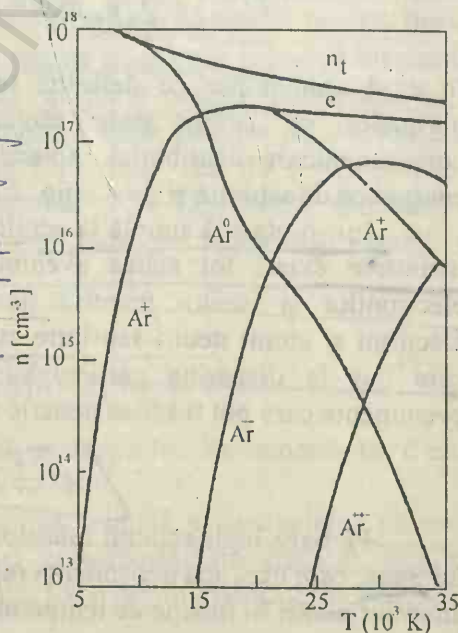


Figura 2. 1 Concentrațiile ionilor de Ar și a electronilor funcție de temperatura plasmei la presiunea normală

laborator condițiile ETC nu se realizează. Prima condiție care nu se respectă este cea referitoare la temperatura radiației termice a plasmei. În majoritatea cazurilor incinta care închide plasma este transparentă pentru un domeniu larg de frecvențe ale radiațiilor electromagnetice și ca urmare densitatea spectrală de radiație a plasmei nu respectă legea lui Planck corespunzătoare temperaturii $T_{plasmă}$. În general se admite că plasmelor în care sunt respectate distribuțiile de echilibru 2.10-2.12 și 2.15 pentru temperaturi egale, excepție făcând distribuția Planck pentru radiația termică, sunt la echilibru termodinamic local (ETL):

$$\begin{aligned} T_{plasma} &= T_{cin} = T_{el} = \\ &= T_{vib} = T_{rot} = T_{reac} \neq T_{rad} \end{aligned} \quad 2.17$$

Introducerea acestui concept permite folosirea principiilor echilibrului termic pentru plasmelor neomogene și nestaționare. Astfel se poate vorbi de o temperatură a plasmei care descrie local echilibrul termodinamic al plasmei, temperatură care în cazul general este funcție de coordonată și de timp, $T(\vec{r}, t)$. În aproximația ETL pot fi studiate plasmelor dense cu grad mare de ionizare, cum sunt cele din instalațiile experimentale de fuziune nucleară. Funcție de temperatură și de natura gazului, există criterii care stabilesc limita inferioară a concentrației plasmei de la care se poate aplica modelul ETL^{2.4}.

Plasmelor descărcărilor în gaze folosite atât în instalațiile de laborator cât și în cele tehnologice sunt, în general, plasmelor de neechilibru termodinamic. Pentru aceste plasmelor funcțiile de distribuție diferă de funcțiile de distribuție la echilibru termodinamic 2.10-2.12 și 2.15. Cu toate acestea, în cazul plasmelor staționare sau lent variabile în timp, în care funcțiile de distribuție nu se abat prea tare de la cele de echilibru termodinamic, se pot defini temperaturi pentru diferite sorturi de particule (temperatura electronilor, T_e , temperatura ionilor, T_i , sau a neutrilor, T_n), temperaturi care în general nu sunt egale ($T_e \gg T_i \approx T_n$). Proprietățile plasmelor la neechilibru termodinamic nu mai pot fi exprimate funcție numai de temperatură, acestea depinzând atât de interacțiunile colective cât și de cele locale ale particulelor plasmei. Pentru caracterizarea interacțiunilor locale sunt folosite constantele de reacție, coeficienții Einstein, etc. Cele mai cunoscute ecuații care descriu o plasmă de

neechilibru termodinamic sunt ecuațiile de bilanț. Ele stabilesc vitezele de variație ale concentrațiilor diferitelor sorturi de particule în funcție de mărimile fizice ce descriu interacțiunile locale.

2.3 Funcții de distribuții ale vitezelor. Valori medii. Curenți termici.

Mișcarea termică a particulelor plasmei poate fi caracterizată, ca în orice ansamblu macroscopic de particule, prin funcții de distribuție după viteze. Deosebirea este că, în plasmă, putem defini funcții de distribuție pentru fiecare sort de particule. Funcțiile de distribuție ale vitezelor exprimă densitatea de particule de diferite sorturi în spațiul fazelor. Considerând un element de volum $d\vec{r} \cdot d\vec{v}$ în spațiul fazelor și dN_s numărul de particule de sort s din elementul de volum considerat, funcția de distribuție după viteze a particulelor de sort s se definește prin relația:

$$f_s(\vec{r}, \vec{v}, t) = \frac{dN_s(\vec{r}, \vec{v}, t)}{d\vec{r} \cdot d\vec{v}} \quad 2.18$$

Conform definiției, integrala funcției de distribuție pe întreg spațiul vitezelor este egală cu densitatea de particule:

$$\iiint f_s(\vec{r}, \vec{v}, t) d\vec{v} = \frac{dN(\vec{r}, t)}{d\vec{r}} = n_s(\vec{r}, t) \quad 2.19$$

Relația 2.19 reprezintă condiția de normare a funcției de distribuție. În literatura științifică se pot găsi și cazuri în care funcția de distribuție este normată la unitate (ea având semnificația probabilității ca viteza particulelor să aibă o anumită valoare).

În cazul unei plasmă omogene la echilibru termodinamic, funcțiile f_s pot fi de forma maxwelliană dată de formula 2.11, cu precizarea că temperaturile corespunzătoare diferitelor sorturi pot să fie diferite. Astfel, o plasmă simplă poate fi considerată ca un amestec de trei gaze formate de electroni, ioni pozitivi și atomi neutri. Funcția de distribuție 2.11 este izotropă, ea putându-se exprima cu ajutorul funcțiilor de distribuție după componentele vitezei pe cele trei direcții ale unui sistem de referință ortogonal, f_{0xs} , f_{0ys} și f_{0zs} prin relația:

$$f_{0s} = f_{0sx} \cdot f_{0sy} \cdot f_{0sz}, \quad 2.20$$

unde:

$$f_{0sx}(v_x) = f_{0sy}(v_y) = f_{0sz}(v_z). \quad 2.21$$

În acest caz funcția de distribuție după componenta pe o direcție a vitezei, de exemplu v_x , este dată de relația:

$$f_{0sx} = n_s (m_s / 2\pi k_B T_s)^{1/2} \exp(-mv_x^2 / 2k_B T_s) \quad 2.22$$

Se observă că distribuția 2.22 este simetrică în jurul valorii $v_x = 0$, fapt care arată că nu există un sens preferențial de mișcare a particulelor în acea plasmă:

$$\langle v_{sx} \rangle = (1/n_s) \int_{-\infty}^{+\infty} f_{0sx}(v_x) v_x dv_x = 0 \quad 2.23$$

Informații despre mișcarea particulelor în plasma izotropă pot fi date de funcția de distribuție după modulul vitezei, $F_s(v)$, care în condițiile echilibrului termodinamic are forma:

$$F_{0s}(v) = 4\pi f_s(v) v^2 dv = 4\pi n_s v^2 (m_s / 2\pi k_B T_s)^{3/2} \exp(-m_s v^2 / 2k_B T_s). \quad 2.24$$

Funcțiile de distribuție după viteze permit calculul valorilor medii a unor mărimi fizice ce caracterizează mișcarea termică a particulelor plasmei. Astfel, valoarea medie a unei mărimi fizice $g(\vec{r}, \vec{v}, t)$ poate fi mediata după vitezele particulelor conform relației:

$$\langle g(\vec{r}, t) \rangle = \frac{\iiint g(\vec{r}, \vec{v}, t) \cdot f(\vec{r}, \vec{v}, t) d\vec{v}}{\iiint f(\vec{r}, \vec{v}, t) d\vec{v}} \quad 2.25$$

Folosind funcția de distribuție 2.24 și relația de definiție 2.25, în care considerăm pe rand $g(v) = v$ și $g(v) = v^2$, se găsesc următoarele expresii pentru viteza medie și viteza pătratică medie:

$$\langle v_s \rangle = n_s^{-1} \int_0^\infty F_{0s}(v) v dv = \sqrt{8k_B T_s / \pi m_s}, \quad 2.26$$

$$\langle v_s^2 \rangle = n_s^{-1} \int_0^\infty F_{0s}(v) v^2 dv = 3k_B T_s / 2m_s. \quad 2.27$$

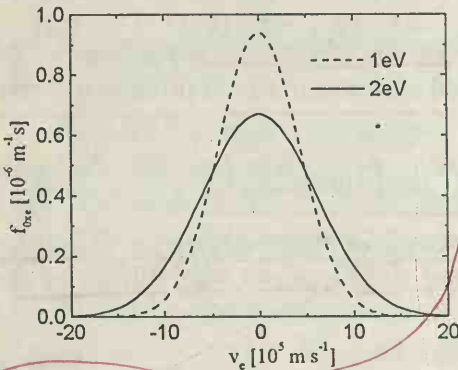


Figura 2.2 Funcția de distribuție Maxwell a electronilor (normată la unitate) după o componentă a vitezei. Sunt luate în considerare două valori ale temperaturii electronilor, $k_B T_e = 1\text{ eV}$ și, respectiv, 2 eV .

În plasmă omogenă aflate la echilibru termodinamic, datorită simetriei funcțiilor de distribuție după componentele vitezelor, f_{0x} , f_{0y} și f_{0z} , vitezele medii ale particulelor pe oricare direcție considerată în plasmă sunt nule:

$$\langle v_{sk} \rangle = n_s^{-1} \int_{-\infty}^{+\infty} f_{0sk}(v_{sk}) v_{sk} dv_{sk} = 0, \quad k = x, y, z \quad 2.28$$

Luând în considerare faptul că în plasmă temperatura electronilor este în general mai mare decât cea a ionilor, precum și diferența dintre masele ionilor și electronilor, aceștia din urmă au în general viteze termice mult mai mari (problema 2.5):

$$\frac{\langle v_e \rangle}{\langle v_i \rangle} = \sqrt{\frac{T_e m_i}{T_i m_e}} \quad 2.29$$

Relația 2.25 poate fi folosită și pentru calculul energiei cinetice medii, $\langle E_c \rangle$:

$$\begin{aligned} \langle E_{cs} \rangle &= \langle m_s v_s^2 / 2 \rangle = n_s^{-1} \int_0^\infty F_{0s}(v) \left(m_s v_s^2 / 2 \right) v^2 dv = \\ &= m_s \langle v_s^2 \rangle / 2 = 3k_B T_s / 2 \end{aligned} \quad 2.30$$

Deoarece energia cinetică medie și temperatura sunt direct legate prin relația 2.30, în fizica plasmei se obișnuiește să se exprime temperatura în

unități de energie. La rândul ei, energia particulelor se exprimă, datorită valorii ei mici, în eV (electron-volt). Un electron-volt, 1eV, reprezintă energia cinetică acumulată de un electron atunci când este accelerat într-un câmp electric cu o cădere de potențial de 1V ($1\text{eV} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ J}$). Pentru a fi mai exacti în ceea ce privește unitățile de măsură, trebuie să spunem că, de fapt, în fizica plasmei temperatura este indicată prin energia $(k_B T)$. Astfel temperatura de 1eV corespunde unei temperaturi în grade Kelvin de:

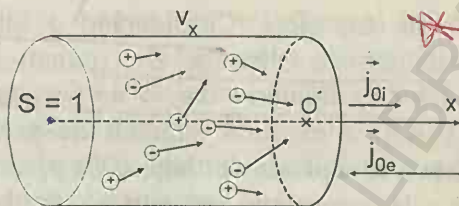


Figura 2.3 Volumul de plasmă ce conține particulele cu viteza v_x ce traversează suprafața S în unitatea de timp

$$T = \frac{1\text{eV}}{k_B} = \frac{1,6 \cdot 10^{-19} \text{ J}}{1,38 \cdot 10^{-23} \text{ (J/K)}} = 11600 \text{ K} \quad 2.31$$

Raportul dintre energia cinetică medie a particulelor (2.30) și energia potențială medie corespunzătoare interacțiunii coulombiene dintre acestea (2.5) definește un parametru, $\xi = \langle E_p \rangle / \langle E_c \rangle$, a cărui valoare este folosită pentru a clasifica plasmale în ideale ($\xi \ll 1$), sau neideale ($\xi \gg 1$). În plasmale ideale energia cinetică este dominantă astfel încât acestea pot fi tratate ca un amestec în care fiecare sort de particule se comportă ca un gaz ideal (problemele 2.6-2.9).

Particulele încărcate electric ale plasmei, în mișcarea lor, pot determina curenți electrici. După cum am văzut, în plasma la echilibru termodinamic, în absența câmpului electric și a gradientilor de concentrație, funcția de distribuție după componentele vitezei este simetrică în jurul valorii zero, ceea ce înseamnă ca printr-o suprafață oarecare în plasmă vor trece în medie tot atâtea particule într-un sens cât și în cel opus. Aceasta înseamnă că și curentul electric net datorat mișcării termice prin oricare suprafață aflată în plasma omogenă este nul. Sunt totuși cazuri, precum cele a suprafețelor care mărginesc plasma, în care suprafețele sunt parcurse de particule într-un singur sens. În aceste cazuri este util să calculăm densitățile de curent a particulelor care vin din plasmă

spre aceste suprafețe. Considerând o suprafață de arie $S = 1$ orientată perpendicular pe direcția Ox , putem calcula densitatea de flux a particulelor ca numărul mediu de particule care o străbat în unitatea de timp. Pentru a exprima numărul de particule cu viteza v_x care străbat suprafața S în unitatea de timp, $dN(v_x)$, ne folosim de schița din figura 2.3, în care este reprezentat volumul ocupat de aceste particule, un cilindru cu baza formată de suprafața S și lungimea egală cu distanța parcursă de particule în unitatea de timp. Astfel, ținând cont că $S = 1$ și $t = 1$, $dN(v_x) = f_x(v_x) v_x dv_x$. Densitatea de curent de particule se obține integrând numărul $dN(v_x)$ pe întreg domeniul vitezelor $v_x > 0$:

$$\Gamma_{xx} = \int_0^{\infty} f_{xx}(v_x) v_x dv_x. \quad 2.32$$

Considerând forma 2.22 pentru f_{xx} , se obține următoarea expresie pentru densitatea de curent termic de particule:

$$\Gamma_{xx} = \frac{1}{4} n_s \langle v_s \rangle = n_s \sqrt{\frac{k_B T_s}{2\pi m_s}}. \quad 2.33$$

Pe baza formulei 2.33 se găsesc următoarele expresii pentru densitățile de curent electric datorat mișcării termice a electronilor, respectiv, ionilor:

$$j_e = -\frac{1}{4} en_e \langle v_e \rangle = -en_e \sqrt{\frac{k_B T_e}{2\pi m_e}}, \quad 2.34$$

$$j_i = \frac{1}{4} en_i \langle v_i \rangle = en_i \sqrt{\frac{k_B T_i}{2\pi m_i}}. \quad 2.35$$

După cum se poate constata direct din formulele 2.34 și 2.35, datorită masei mai mici a electronilor, densitatea de curent electric a mișcării termice a electronilor este mult mai mare decât cea a ionilor

$$\frac{j_e}{j_i} = -\frac{\langle v_e \rangle}{\langle v_i \rangle} = -\sqrt{\frac{m_i T_e}{m_e T_i}}. \quad 2.36$$

Semnul minus este introdus pentru a indica sensul opus al celor două densități de curent. Deoarece $|j_{0e}| \gg j_{0i}$, rezultă că mișcarea de agitație termică generează, la trecerea particulelor încărcate electric într-un singur sens printr-o suprafață, un curent diferit de zero: $I_0 = (j_{0e} + j_{0i}) \cdot S < 0$. După cum vom vedea, acest fapt are drept consecință încărcarea cu sarcini negative a suprafețelor venite în contact cu plasma

2.4 Ecranarea Debye. Lungimea Debye

O proprietate fundamentală a plasmei este aceea de a ecrana câmpurile electrice aplicate din exterior. În cazul câmpului electric generat de un conductor (electrod) introdus în plasmă (fig. 2.4), ecranarea se realizează prin intermediul unei regiuni de sarcină spațială pozitivă sau negativă (după cum potențialul electrodului este mai negativ, respectiv, mai pozitiv decât cel al plasmei) ce apare la interfața electrod-plasmă. Această regiune de sarcină spațială de semn opus sarcinilor electrice de pe suprafața electrodului realizează ecranarea câmpului electric a acestora din urmă. Dacă n-ar fi prezentă mișcarea de agitație termică a plasmei, grosimea stratului de sarcină ar fi foarte mică, astfel încât ecranarea ar avea loc pe o distanță "neglijabilă". În cazul în care mișcarea termică a particulelor este prezentă, regiunea de sarcină spațială se extinde în plasmă datorită faptului că vor exista particule a căror energie termică este suficientă pentru ca acestea să scape din groapa de potențial generată de electrod. Practic grosimea păturii de sarcină spațială este determinată de regiunea de plasmă perturbată în care energia potențială corespunzătoare acțiunii câmpului electric perturbator al electrodului este de același ordin de mărime cu energia termică a particulelor, $k_B T$.

Pentru a calcula valoarea caracteristică a

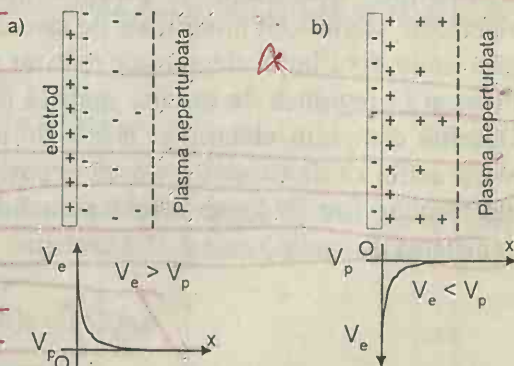


Figura 2.4 Formarea regiunilor de sarcină spațială în vecinătatea unui electrod încărcat pozitiv (a), respectiv, negativ (b) în raport cu plasma

grosimii de pătrundere a câmpului electric în plasmă, să considerăm o plasmă simplă de concentrație $n_0 = n_e \cong n_i$ în care mișcarea de agitație termică a ionilor este neglijabilă ($T_i \ll T_e$ și $m_i \gg m_e$). Într-o primă aproximație se poate considera că ionii reprezintă un mediu omogen de densitate n_0 atât în regiunea perturbată cât și în cea neperturbată de câmpul electric (câmpul electric afectează doar densitatea componentei celei mai mobile a plasmei, electronii). Să analizăm ce se întâmplă în vecinătatea unui electrod de forma unei sfere pozitive de rază R încărcată cu sarcina electrică pozitivă, Q , care în vid ar genera un câmp electric coulombian de intensitate:

$$\vec{E}_0(r) = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 r^2} \frac{\vec{r}}{r}, r > R, \quad 2.37$$

unde r este distanța de la centrul sferei până la punctul în care este calculată intensitatea câmpului electric, E_0 , iar ϵ_0 permitivitatea electrică a vidului. Potențialul câmpului electric în vecinătatea electrodului sferic în vid este:

$$V_0(r) = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 r}, r > R \quad 2.38$$

Distribuțiile intensității și potențialului câmpului electric generat de electrodul sferic sunt modificate de sarcinile electrice din plasmă*. Pentru a găsi noile distribuții ale acestor mărimi va trebui să rezolvăm ecuația lui Poisson în regiunea de sarcină spațială din vecinătatea electrodului sferic. Datorită câmpului electric al electrodului, electronii din vecinătate vor fi atrași astfel că densitatea lor n_e va depăși pe cea a ionilor pozitivi, în jurul electrodului formându-se astfel o pătură de sarcină spațială negativă a cărei densitatea de sarcină este dată de relația:

$$\rho_e(r) = e[n_i(r) - n_e(r)],$$

* Situația descrisă constituie un caz idealizat în care sarcina electrodului este menținută la o valoare constantă de către o sursă de curent continuu care, în acest scop, trebuie să dreneze din plasmă un curent electronic. Deasemenea, presupunem că producția de particule în plasma neperturbată poate suplini pierderea de particule încărcate la electrod.

unde, datorită simetriei sferice a sistemului considerat, toate mărimile depind doar de distanța, r , de la centrul sferei conductoare până la punctul în care sunt considerate. Distribuția de potențial în câmpul electric al sarcinii spațiale este descrisă de ecuația lui Poisson:

$$\Delta V = -\frac{\rho}{\epsilon_0} = \frac{e(n_e - n_i)}{\epsilon_0}, \quad 2.39$$

unde Δ reprezintă operatorul lui Laplace. Datorită simetriei sferice ecuația 2.38 se poate scrie sub forma:

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dV}{dr} \right) = \frac{e[n_e(r) - n_i(r)]}{\epsilon_0} \quad 2.40$$

Mișcarea electronilor în câmpul electric al sarcinii spațiale se supune unei distribuții Boltzmann de forma:

$$n_e(r) = n_0 \exp(+eV(r)/k_B T_e), \quad 2.41$$

unde n_0 este densitatea plasmei neperturbate de câmpul electric. Vom lua în considerare regiunea sarcinii spațiale în care energia cinetică a electronilor, $k_B T_e$, este mai mică decât energia potențială $|eV(r)|$, astfel încât putem dezvolta în serie exponențială din ecuația 2.41 și să reținem doar primul termen din dezvoltare:

$$n_e(r) = n_0 \left[1 + \frac{eV(r)}{k_B T_e} + \dots \right] \quad 2.42$$

Ținând cont și de faptul că densitatea ionilor în stratul de sarcină spațială nu se modifică, $n_i(r) = n_0$, și de aproximația 2.42, ecuația 2.40 devine:

$$\frac{d^2 V}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{dV}{dr} = \frac{e^2 n_0}{\epsilon_0 k_B T_e} V \quad 2.43$$

Observăm că în ecuația 2.43 intervine expresia inversului pătratului unei lungimi care poartă numele de lungime Debye, λ_D , și care caracterizează efectul de ecranare al plasmei:

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{e^2 n_0}}$$

2.44

O relație practică de calcul a lungimii Debye este:

$$\lambda_D (\text{cm}) = 740 \sqrt{\frac{k_B T_e (\text{eV})}{n_0 (\text{cm}^{-3})}}$$

2.45

Notând cu $f(r) = rV(r)$, ecuația 2.43 devine:

$$\frac{d^2 f}{dr^2} = \frac{1}{\lambda_D^2} f,$$

2.46

ecuație care admite o soluție de forma $f(r) = f_0 \exp(-r/\lambda_D)$, respectiv:

$$V_D(r) = V_0(r) \cdot \exp(-r/\lambda_D),$$

2.47

unde V_0 este potențialul câmpului coulombian generat de electrod (relația 2.38).

În figura 2.5 sunt prezentate distribuțiile de potențial $V_0(r)$ și $V_D(r)$. Datorită ecranării Debye potențialul coulombian, $V_0(r)$ este atenuat exponențial în plasmă pe o distanță caracteristică, λ_D . Lungimea Debye reprezintă distanța în plasmă de-a lungul căreia potențialul câmpului electric extern scade de $e = 2,7$ ori față de valoarea pe care ar avea-o în vid. Deoarece electronii sunt mult mai mobili, ei sunt cei care determină lungimea de ecranare Debye, formând, prin exces sau deficit, sarcini spațiale de ecranare negative, respectiv, pozitive. Ionii pozitivi, datorită mobilității lor

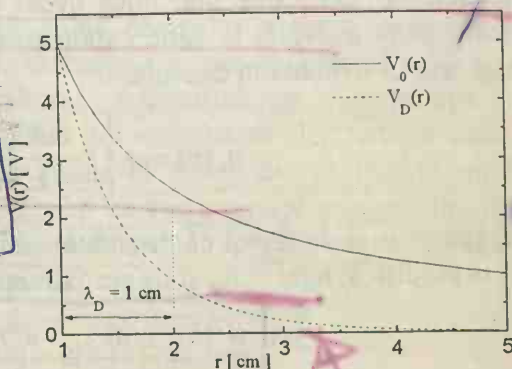


Figura 2.5 Potențialul coulombian, V_0 , și potențialul ecranat Debye în vecinătatea unui electrod sferic de rază 1 cm menținut la potențialul de 5 V (potențialul plasmei neperturbate este considerat nul).

$V_0(r)$

mici nu contribuie decât în mică măsură la procesul de ecranare (problema 2.15). Datorită acestui fapt, în expresia lungimii Debye intervine temperatura electronilor și nu cea a ionilor. După cum se poate constata analizând expresia 2.44, ecranarea este mai eficientă la temperaturi mai mici a electronilor și la densități mai mari a acestora. Acest lucru se poate înțelege ușor dacă se ține cont că o temperatură mai mare înseamnă mai mulți electroni cu energii comparabile cu cele ale energiei potențiale în câmpul ecranat, electroni care nu contribuie la ecranare, și că o densitate mai mare de electroni poate asigura o densitate de sarcină spațială de ecranare mai mare.

Lungimea Debye este folosită ca un criteriu pentru a testa cvasineutralitatea plasmei. Plasma este cvasineutră dacă lungimea de ecranare Debye este mult mai mică decât lungimea caracteristică sistemului cu plasmă (aceasta poate fi raza sau, după caz, lungimea unui tub de descărcare), $\lambda_D \ll L$. Într-un asemenea caz, câmpurile exterioare vor fi ecranate pe o distanță egală cu lungimea Debye astfel încât plasma rămâne cvasineutră în aproape întreg volumul ei. Condiția $L \gg \lambda_D$ poate fi folosită ca un criteriu pentru ca un gaz ionizat să fie considerat în starea de plasmă. Densitatea electronilor trebuie să fie suficient de mare pentru ca lungimea Debye să fie mult mai mică decât dimensiunea caracteristică a volumului ocupat de gaz.

Efectul de ecranare este rezultatul statistic al unui ansamblu format dintr-un număr foarte mare de particule, sarcina spațială de ecranare formată într-o pătură de grosime egală cu lungimea Debye fiind egală și de semn contrar celor care generează câmpul electric ecranat de plasmă. Din acest punct de vedere lungimea Debye este o mărime fundamentală care indică dimensiunile minime ale unui volum de plasmă în care este păstrată cvasineutralitatea. Numărul de particule dintr-un volum Debye, $(\lambda_D)^3$, exprimă cantitativ caracterul statistic al fenomenului și trebuie să fie foarte mare. Inversul acestui număr definește altă mărime caracteristică plasmei numită parametrul plasmei, Λ .

$$\Lambda = N_D^{-1} = (n_0 \lambda_D^3)^{-1}$$

2.48

O formulă practică de calcul al numărului de particule din volumul Debye este:

$$N_D = 4,12 \cdot 10^8 [k_B T_e (eV)]^{3/2} \cdot [n_0 (cm^{-3})]^{-1/2} \quad 2.49$$

La condiția de cvasineutralitate a plasmei, $L \gg \lambda_D$, trebuie adăugată și condiția $N_D \gg 1$ care exprimă caracterul colectiv a interacțiunilor coulombiene în plasmă.

O altă mărime caracteristică interacțiunii coulombiene a particulelor în plasmă este lungimea Landau definită ca distanța la care energia de interacțiune a două particule încărcate electric vecine este egală cu cea a energiei medii a mișcării de agitație termică a acestora:

$$\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\lambda_L} = k_B T_e \quad \text{sau} \quad \lambda_L = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 k_B T_e} \quad 2.50$$

Condiția de plasmă exprimată prin inegalitatea $N_D \gg 1$ poate fi exprimată cu ajutorul lungimii Landau prin inegalitatea $\lambda_L \ll \lambda_D$.

2.5 Frecvențe caracteristice plasmei

Plasma poate fi mediul unei varietăți largi de oscilații în care pot participa diferite sorturi de particule, fiecare mod de oscilație fiind caracterizat printr-o frecvență proprie determinată ca inversul duratei caracteristice procesului oscilatoriu. Astfel, dacă electronii plasmei sunt deplasați de o forță exterioară față de ionii considerați imobili și uniform

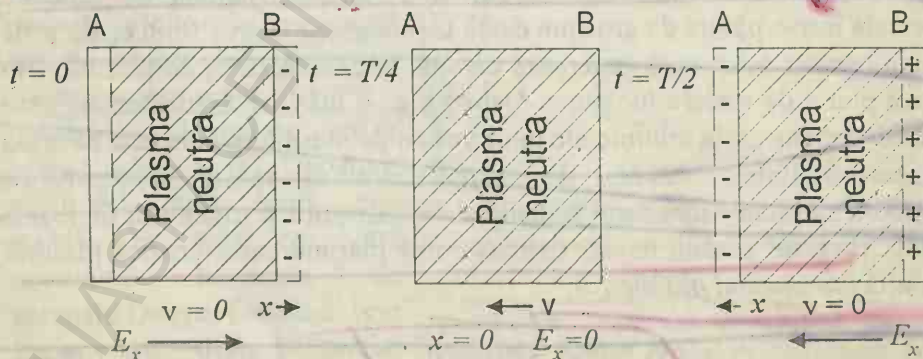


Figura 2.6 Reprezentarea schematică a oscilațiilor după direcția Ox a electronilor a unei plasme marginite de plane A și B. E_x este intensitatea câmpului electric restaurator a cvasineutralității, iar x deplasamentul electronilor.

$$E \propto \frac{F}{e}$$

distribuiți în întreg volumul, în plasmă va apărea un câmp electric care are tendința de a readuce electronii la poziția inițială pentru a restabili cvasineutralitatea. Datorită inerției lor, electronii, după ce vor fi accelerați de câmpul electric restaurator al cvasineutralității, vor depăși poziția de la care au plecat inițial și vor genera un câmp electric de semn opus, procesul repetându-se cu o perioadă de timp dependentă de inerția electronilor și de intensitatea câmpului electric restaurator al cvasineutralității (fig. 2.6). Această mișcare oscilatorie a componentei electronice în plasmă, în care celelalte componente sunt practic în repaus (abstracție făcând de mișcarea termică), poartă numele de oscilațiile plasmei.

Pentru a stabili o expresie a frecvenței proprii a plasmei să considerăm următorul model unidimensional idealizat. O plasmă simplă, izotropă, necolizională, total ionizată și infinită în planul Oyz este mărginită după direcția x de două suprafețe paralele și perpendiculare pe Ox, notate A și B în fig. 2.6. Mișcarea termică a electronilor și ionilor se poate neglija ($T_e = T_i \cong 0$). Presupunem că la momentul inițial $t = 0$, datorită acțiunii unui câmp electric extern și uniform (ca de exemplu a celui dintre cele două plăci plane și paralele ale unui condensator ce ar mărgini plasma), electronii au suferit o deplasare x de la poziția lor inițială. Datorită acestei deplasări a electronilor, la nivelul suprafețelor A și B ce mărginesc plasma apar pături de sarcină spațială pozitivă (A), respectiv, negativă (B). Grosimea acestor pături de sarcină spațială este egală cu deplasamentul electronilor față de ioni, x . Densitatea de sarcină în interiorul lor este $\rho_0 = n_0 e$. Deplasarea x a electronilor este mult mai mică decât grosimea d a volumului de plasmă considerat, astfel încât se poate presupune că sarcinile sunt uniform distribuite pe suprafețele A și B cu densitatea superficială de sarcină, σ a cărei expresie este:

$$\sigma = \frac{dQ}{dS} = \frac{n_0 \cdot e \cdot dS \cdot x}{dS} = n_0 e x \quad 2.51$$

Sarcinile electrice distribuite în planele paralele și infinite A și B generează în plasma mărginită de ele un câmp electric restaurator al cvasineutralității plasmei. Intensitatea E_x a acestui câmp electric rezultă ca fiind proporțională cu deplasarea electronilor:

necolizionale = nu se i-au în consid. ciocnirile dintre particule

$$E_x = \frac{\sigma}{\epsilon_0} = \frac{n_0 e}{\epsilon_0} x \quad 2.52$$

În acest caz electronii plasmei vor fi acționați de o forță, $F_x = -eE_x$, proporțională cu deplasarea lor și de sens opus ei (forță de tip elastic). Folosind această expresie a forței în ecuația de mișcare a electronilor găsim ecuația diferențială a mișcării electronilor:

$$\frac{d^2 x}{dt^2} + \frac{n_0 e^2}{\epsilon_0 m_e} x = 0, \quad 2.53$$

care este o ecuație de tip oscilator armonic. Ecuația descrie oscilațiile armonice, după direcția axei Ox , a electronilor plasmei cu pulsația proprie:

Revenșă
 $\omega_e = \frac{\omega_e}{2\pi}$

$$\omega_e = \left(\frac{n_0 e^2}{\epsilon_0 m_e} \right)^{1/2} \quad 2.54$$

O formulă practică de calcul a frecvenței electronice a plasmei, $\nu_e = \omega_e / 2\pi$, este:

$$\nu_e (\text{Hz}) = 9000 \sqrt{n_0 (\text{cm}^{-3})} \quad 2.55$$

Pentru majoritatea plasmelor de laborator, ca și pentru unele plasmă din natură (ionosferă, coroana solară) aceste frecvențe se află în domeniul microundelor (problema 2.14). De exemplu, pentru plasma coloanei pozitive a unei descărcări luminescente cu o valoare tipică a densității $n_0 = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, frecvența electronică este: $\nu_e = 9000(10^{10})^{1/2} \text{ Hz} \approx 1 \text{ GHz}$. Oscilațiile electronice au frecvențe atât de mari încât ionii, datorita masei lor mari, nu le pot urmări, ei constituind astfel centrul de masă și centrul de oscilație a sistemului (problema 2.16).

Comportarea plasmei la acțiunea unui câmp electric alternativ depinde de raportul în care se află frecvența electronică, ν_e , cu frecvența câmpului extern, ν . Dacă $\nu < \nu_e$, electronii pot urmări oscilațiile câmpului extern astfel încât ei pot să-l ecraneze, plasma fiind opacă pentru astfel de frecvențe. La frecvențe mari ale câmpurilor alternative externe, $\nu > \nu_e$, electronii nu mai pot urmări oscilațiile și ca urmare efectul de ecranare a acestora nu se poate realiza și plasma este transparentă pentru perturbații

electromagnetice ale căror frecvențe sunt mai mari decât frecvența proprie a plasmiei. *Good*

Prin introducerea unui electrod în plasmă, centrul de masă al sistemului electrod-plasmă va fi legat de electrod, astfel încât ionii pot executa mișcări oscilatorii în raport cu acesta. Similar cu oscilațiile proprii ale electronilor, ionii pot avea mișcări oscilatorii cu o frecvență proprie mult mai mică decât cea a electronilor, (datorită inerției lor mari), oscilații a căror pulsație proprie este dată de relația:

$$\omega_i = \left(\frac{e^2 n_0}{\epsilon_0 m_i} \right)^{1/2} \quad 2.56$$

După cum se poate constata, frecvența proprie a oscilațiilor ionice este mai mică de $(m_i/m_e)^{1/2}$ ori decât cea proprie a oscilațiilor electronice. Pentru plasmă de laborator, această frecvență are valori de la câțiva MHz la câteva sute de MHz. *Good = (Good)*

Frecvența proprie a oscilațiilor ionice stabilește o limită temporală minimă, $2\pi/\omega_i$, a cvasineutralității plasmiei. Variațiile câmpurilor electrice exterioare a căror timp caracteristic este mai mic decât $2\pi/\omega_i$ pot fi urmărite atât de ionii cât și de electronii plasmiei, astfel că plasma își păstrează tot timpul cvasineutralitatea. Câmpurile electrice de frecvențe mai mari decât ν_i dar mai mici decât ν_e pot antrena în mișcare numai electronii plasmiei, dând naștere la abateri locale de la cvasineutralitate pe intervale de timp egale cu perioada de oscilație a acestora.

Există și alte frecvențe caracteristice diferitelor fenomene din plasmă, $\nu_{\text{caract.}}$. Inversul acestora determină intervalul de timp caracteristic fiecărui fenomen în parte, $\tau_{\text{caract.}} = (\nu_{\text{caract.}})^{-1}$. Ciocnirile dintre particulele plasmiei sunt descrise de frecvențe caracteristice $\nu_{ss'}$ care exprimă numărul mediu de ciocniri ale unei particule de sort s cu particulele de sort s' în unitatea de timp. Considerând mișcarea de agitație termică a particulelor caracterizată de viteza medie $\langle v \rangle$, secțiunea eficace corespunzătoare ciocnirilor de un anumit tip, $\sigma_{ss'}$, și ținând cont de expresia drumului liber mediu 2.6, obținem:

$$\tau_{ss'} = \frac{1}{v_{ss'}} = \frac{\lambda_{ss'}}{<v_s>} = \frac{1}{n_s \sigma_{ss'} <v_s>} \quad 2.57$$

Ținând cont că, în general, secțiunea eficace de ciocnire este o funcție de viteza relativă a particulelor care se ciocnesc (în relația 2.57 mișcarea termică a particulelor de sort s' este neglijată și $\sigma_{ss'} = \sigma_{ss'}(v_s)$), se obține o relație mai exactă pentru frecvența de ciocnire:

$$v_{ss'} = n_{s'} <\sigma_{ss'} \cdot v_{ss'}> \quad 2.58$$

în care $v_{ss'}$ este viteza relativă a particulelor de sort s față de particulele s' .

Particulele încărcate electric ale plasmei supuse acțiunii câmpului magnetic execută mișcări de rotație în lungul liniilor de câmp magnetic cu frecvența ciclotronică Larmor, ν_c . Dacă frecvența ciocnirilor este mult mai mică decât frecvența mișcării ciclotronice, mișcarea ciclotronică este dominantă și plasma se numește magnetizată. Frecvența ciclotronică reprezintă numărul de rotații efectuate în unitatea de timp în jurul unei linii de câmp magnetic de către o particulă:

$$\nu_{cs} = \tau_{cs}^{-1} = \frac{v_{\perp}}{2\pi a_{cs}} = \frac{q_s B}{2\pi m_s}, \quad 2.59$$

unde q_s și m_s sunt sarcina electrică, respectiv masa particulelor de sort s , a_s raza traiectoriei circulare a mișcării ciclotronice, $v_{\perp}$ viteza perpendiculară pe liniile de câmp magnetic a particulelor și B , inducția câmpului magnetic. O formulă practică de calcul a frecvenței ciclotronice pentru electroni este:

$$\nu_{ce} \text{ (GHz)} = 2,8 \cdot B \text{ (KGs)} \quad 2.60$$

Frecvența ciclotronică a ionilor este mult mai mică datorită masei lor mult mai mari. Raportul frecvențelor

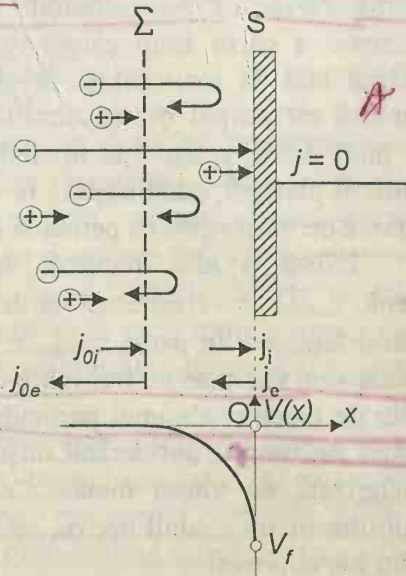


Figura 2.7 Formarea sarcinii spațiale pozitive în fața unui electrod flotant

ciclotronice pentru electroni și ioni este egal cu inversul raportului maselor lor: $v_{ce}/v_{ci} = m_i/m_e$.

2.6 Pătura de sarcină spațială

2.6.1 Formarea unei pături de sarcină spațială la interfața unui electrod flotant cu plasma. Potențialul flotant.

În secțiunea 2.3 a fost stabilită expresia densităților de flux de particule care, datorită mișcării termice, trec printr-o suprafață plană oarecare aflată într-o plasmă omogenă. În condițiile în care funcțiile de distribuție după viteze ale electronilor și ionilor sunt Maxwelliene, densitățile de curent electric datorat mișcării termice a electronilor și ionilor la trecerea lor într-un singur sens printr-un element de suprafață sunt date de relațiile 2.34 și 2.35. Dacă plasma este omogenă nu există curent electric net, deoarece, statistic, numerele de particulele care traversează suprafața considerată, în sensuri opuse, sunt egale. Nu același lucru se întâmplă în plasma neomogenă în care, datorită gradientului de densitate, există un curent net de particule în sens opus acestuia.

În cazul în care în plasma, inițial omogenă, se introduce un electrod metalic izolat electric (flotant), în plasmă are loc un fenomen tranzitoriu la o scară de timp egală cu inversul frecvenței proprii de oscilație a electronilor, τ_e , după care se ajunge la o stare de echilibru în care electrodul se încarcă la un potențial negativ față de plasmă. Acest lucru se întâmplă datorită faptului că la momentul inițial pe suprafața electrodului ajung, datorită mișcării termice, un număr mai mare de electroni decât ioni pozitivi, (se consideră ca suprafața electrodului nu poate emite particule spre plasmă). Astfel, suprafața electrodului metalic se încarcă la un potențial negativ față de plasmă, $V_f < 0$, numit potențial flotant, încât cea mai mare parte din electronii care vin dinspre plasmă spre electrod, mai precis cei cu energia cinetică mai mică decât $e|V_f|$, să fie respinși. În acest fel se ajunge la situația în care pe electrodul flotant ajung în medie numere egale de electroni și ioni, curentul electric net prin acesta fiind nul, fapt impus de izolarea sa electrică și de echilibrul electrostatic.

Datorită încărcării negative a electrodului, plasma din imediata vecinătate a suprafeței acestuia este perturbată deoarece electronii sunt

respinși în timp ce ionii sunt atrași, fapt care duce la formarea unei păături de sarcină spațială pozitivă în care există o cădere de potențial egală cu V_f . O estimare teoretică a potențialului flotant se poate face folosind câteva ipoteze simplificatoare. (a) considerăm plasma ca un amestec de trei gaze formate de electroni, ioni și, respectiv, neutri. Admitem că fiecare sort de particule se află la echilibru termodinamic astfel încât distribuția particulelor după viteze este Maxwelliană. (b) ciocnirile dintre particulele încărcate și atomi se pot neglija, cu alte cuvinte grosimea stratului de sarcină spațială, d , este mai mică decât valoarea drumului liber mediu pentru ciocnirile electron-atom sau ion-atom, $d \ll \lambda_{en}$ și $d \ll \lambda_{in}$. (c) particulele încărcate care ajung pe electrod nu sunt reflectate de acesta. Ionii și electronii, care ajung pe electrod în numere egale, se recombina formând atomi neutri.

Să considerăm suprafața Σ care separă plasma neperturbată de regiunea de sarcină spațială (fig. 2.7). La nivelul acestei suprafețe distribuțiile după vitezele pe axa Ox a electronilor și ionilor sunt de forma celor prezentate în fig. 2.8 (a). Electronii care intră dinspre plasmă prin suprafața Σ formează ramura pozitivă a funcției de distribuție $f_{ex}(v_x)$ iar electronii care au intrat prin suprafața Σ cu energii cinetice mai mici decât eV_f sunt întorși spre plasmă și formează ramura ei negativă, astfel că $f_{ex}(v_x)$ la nivelul suprafeței Σ este trunchiată pentru viteze $v_x \leq -v_{xf}$, unde $v_{xf} = (2e|V_f|/m_e)^{1/2}$. Electronii care au la nivelul suprafeței Σ viteze $v_x > v_{xf}$ ajung pe suprafața electrodului unde se recombina cu ionii pozitivi și nu mai se

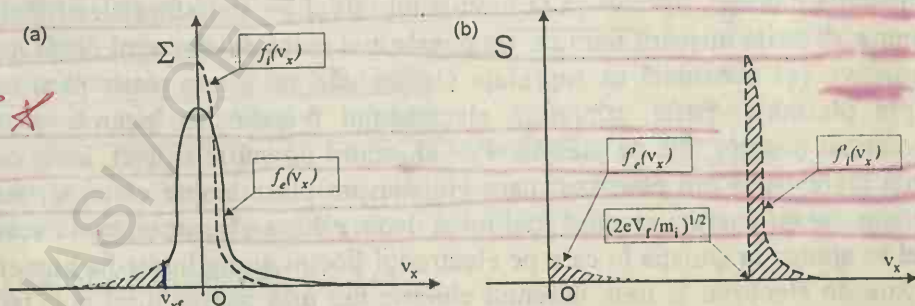


Figura 2.8 Reprezentarea schematică a funcțiilor de distribuție după viteză a electronilor și ionilor la nivelul suprafețelor Σ și S (vitezele ionilor și electronilor sunt reprezentate la scale diferite).

regăsesc în ramura negativă a funcției $f_{ex}(v_x)$. Ionii au la nivelul suprafeței Σ o distribuție semi-Maxwell, $f_i(v_x)$ pentru $v_x > 0$, deoarece toți ionii care traversează suprafața Σ dinspre plasmă ajung pe electrod unde se recombina cu electronii, încât la nivelul lui Σ ionii cu $v_x < 0$ lipsesc.

La nivelul suprafeței S a electrodului ajung electroni și ioni a căror distribuții după viteză sunt reprezentate în fig. 2.8(b). Distribuția electronilor, $f'_e(v_x)$, este dată de partea dinspre viteze mari ($v_x > v_{xf}$) a funcției de distribuție din plasma neperturbată, deplasată în originea axei vitezelor datorită decelerării în stratul de sarcină spațială. Distribuția ionilor, $f'_i(v_x)$, este distribuția de la nivelul suprafeței Σ deplasată cu viteza $(2e|V_f|/m_i)^{1/2}$ datorită accelerării ionilor în stratul de sarcină spațială. Distribuțiile electronilor ilustrate în figurile 2.8 (a) și (b) presupun o distribuție de tip Boltzmann a electronilor în câmpul electric retardant pentru electroni al sarcinii spațiale, fapt care implică următoarea relație între densitățile de curent electronic prin suprafețele Σ , j_e , și S, j_{0e} :

$$j_e = j_{0e} \exp(eV_f/k_B T_e), \quad 2.61$$

unde : $j_e = \int_{v_f}^{\infty} f_{0x}(v_{ex}) v_{ex} dv_{ex}$ și $j_{0e} = \int_0^{\infty} f_{0x}(v_{ex}) v_{ex} dv_{ex}$.

Stratul de sarcină spațială are ca efect diminuarea densității de curent electronic din plasmă cu factorul Boltzmann, $\exp(eV_f/k_B T_e)$, în timp ce densitatea curentului ionic rămâne constantă, $j_i = j_{i0}$, deoarece toți ionii care trec prin suprafața Σ ajung la suprafața electrodului. Deoarece electrodul este flotant, la echilibru, densitatea totală de curent electric care circulă din plasmă spre electrod trebuie să fie zero: $j = j_e + j_i = 0$. Înlocuind în această ecuație expresiile corespunzătoare pentru j_e și j_i , precum și expresiile 2.34-2.35 pentru densitățile de curent j_{0i} și j_{0e} , obținem:

$$\exp(-eV_f/k_B T_e) = \left(\frac{m_i}{m_e} \frac{T_e}{T_i} \right)^{1/2} \quad 2.62$$

De aici rezultă următoarea expresie pentru potențialul flotant:

$$V_f = -\frac{k_B T_e}{2e} \ln \left(\frac{m_i}{m_e} \frac{T_e}{T_i} \right) \quad 2.63$$

Expresia 2.63 arată că potențialul flotant este determinat de energia termică a electronilor, $k_B T_e$, până la un factor supraunitar egal cu logaritmul raportului vitezelor termice ale electronilor și ionilor, $0,5 \cdot \ln(m_i T_e / m_e T_i)$. Există și situații, în plasmă cu ioni negativi, în care potențialul flotant poate avea valori pozitive. Este cazul plasmei ionosferice care este formată în principal dintr-un amestec de ioni negativi de oxigen, O_2^- , electroni liberi și ioni pozitivi de azot, N_2^+ . În acest caz, dacă densitatea electronilor liberi este mică, sarcinile negative sunt purtate în principal de ioni negativi care au mobilitate mică astfel încât suprafața unui corp solid izolat electric și introdus într-o asemenea plasmă se încarcă pozitiv (cu sarcina purtătorilor cu mobilitate mai mare), rezultând un potențial flotant pozitiv (problema 2.17).

Relația 2.63 este dedusă în condițiile unui model foarte restrictiv al sistemului plasmă electrod. În realitate, funcțiile de distribuție ale ionilor și electronilor nu sunt de tip Maxwell. Valoarea potențialului flotant depinde foarte mult de forma funcției de distribuție a electronilor în partea ei energetică. De exemplu, prezența unui grup de electroni energetici în "coada" funcției de distribuție sau prezența unui fascicul de electroni rapizi, poate mari mult valoarea potențialului flotant. În același timp, proprietățile suprafeței corpului solid flotant în plasmă pot de asemenea influența valoarea potențialului flotant. Dacă suprafața are un coeficient mare de emisie secundară a electronilor, atunci datorită "bombardamentului" ionic aceasta poate emite electroni, fapt ce poate duce la micșorarea valorii potențialului flotant. Un asemenea efect de micșorare până la anulare a potențialului flotant se poate obține dacă se încălzește electrodul flotant până la termoemisie electronică, astfel încât curentul electronic net care curge dinspre plasmă spre electrod să fie compensat de curentul electronic de termoemisie.

2.6.2 Ecuația păturii de sarcină spațială.

Straturile de sarcină spațială constituie o problemă frecvent întâlnită în dispozitivele cu plasmă datorită volumului finit al acestora. În mod obișnuit, la pereții vasului ce conține plasma se formează straturi de sarcină spațială pozitivă (dacă difuzia electronilor spre pereți este mai rapidă decât cea a ionilor). De asemenea, pături de sarcină spațială se

formează în vecinătatea electrozilor care drenează un curent electric din plasmă (anodul și catodul unei descărcări, sau alți electrozi polarizați introduși în plasmă).

Electrodul introdus în plasmă se poate polariza față de aceasta prin conectarea sa printr-o sursă de curent la o altă regiune a plasmăi. Prin circuitul electric realizat astfel (fig. 2.9) se va stabili un curent electric iar căderea de potențial în pătura de sarcină spațială ca și grosimea acesteia pot

fi modificate. Este de așteptat ca grosimea păturii de sarcină spațială să crească odată cu mărirea diferenței de potențial între plasmă și electrod. Dacă electrodul se polarizează astfel încât potențialul acestuia, V_e , să fie egal cu potențialul plasmăi, V_p , pătura de sarcină spațială dispăre, plasma fiind perturbată în acest caz numai datorită curentul electric net de densitate $j_{0e} + j_{0i} \neq 0$ ce curge dinspre plasmă spre electrod.

În cele ce urmează ne vom referi la cazul în care electrodul este polarizat negativ față de plasmă la un potențial $V_e \ll V_p$, astfel încât majoritatea electronilor care vin dinspre plasmă spre electrod să fie respinși în câmpul electric al sarcinii spațiale pozitive formate la interfața plasmă-electrod. Această situație corespunde cazului în care energia termică a electronilor este neglijabil de mică în comparație cu energia potențială a acestora în câmpul electric din vecinătatea electrodului ($k_B T_e \ll |eV_e|$). Curentul electronic spre electrod se poate neglija astfel încât curentul total drenat de acesta din plasmă este aproximat de curentul ionic (figura 2.10).

După cum am argumentat, în acest caz, între electrod și plasmă se formează un strat de sarcină spațială pozitivă în care electronii sunt frânați și întorși în plasmă, iar ionii sunt accelerați. Vom considera plasma neperturbată omogenă, izotropă, simplă, nemagnetizată și puternic ionizată în absența câmpului electric. Deasemenea, se consideră că potențialul

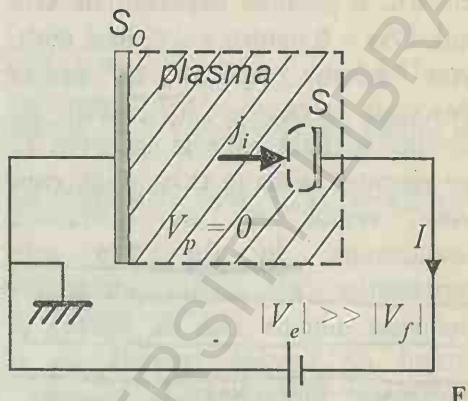


figura 2.9 Schema electrică a circuitului de polarizare a unui electrod în raport cu plasma

electric al plasmei neperturbate este nul, $V(x) \approx 0$ pentru $x \leq 0$. Mai mult, vom admite apriori că acesta descrește monoton în stratul de sarcină spațială până la valoarea V_e pe electrod, situație care, după cum vom vedea, nu se realizează întotdeauna. În fig. 2.10 este reprezentat schematic, electrodul polarizat negativ față de plasmă și stratul de sarcină spațială cu o distribuție monotonă de potențial. Problema se tratează în geometrie unidimensională, aproximație valabilă dacă grosimea stratului de sarcină spațială este mult mai mică decât dimensiunea caracteristică a electrodului. Originea axei Ox se alege în planul Σ care separă în mod convențional plasma neperturbată de sarcina spațială (fig. 2.10). Agitația termică a ionilor se neglijează ($T_i \approx 0$) și se presupune că aceștia intră în strat (în planul Σ) cu viteza finită $u_0 = u(0)$ orientată de-a lungul axei Ox spre electrod. Valoarea acestei viteze va fi precizată ulterior. Considerând situația în care putem neglija ciocnirile (drumul liber mediu al electronilor și ionilor este mai mare decât grosimea stratului de sarcină spațială), mișcarea ionilor în strat poate fi descrisă de ecuația de conservare a energiei totale ca sumă a energiilor cinetică și potențială:

$$m_i u_0^2 / 2 = m_i u^2 / 2 + eV(x), \quad 2.64$$

de unde rezultă distribuția $u(x)$ a vitezei ionilor în strat:

$$u(x) = [u_0^2 - 2eV(x)/m_i]^{1/2}. \quad 2.65$$

Folosind relația 2.65 în ecuația de continuitate pentru densitatea ionilor:

$$n_0 u_0 = n_i u(x) \quad 2.66$$

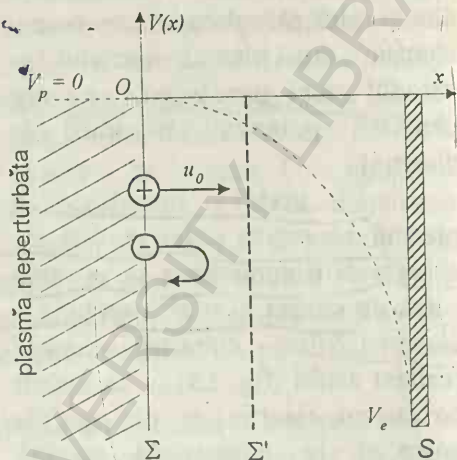


Figura 2.10. Reprezentarea schematică a variației monotone a potențialului electric în stratul simplu de sarcină spațială

obținem:

$$n_i(x) = n_0 \left[1 - 2eV(x)/m_i u_0^2 \right]^{-1/2}, \quad 2.67$$

unde n_0 este densitatea plasmei neperturbate, iar n_i este densitatea ionilor în strat.

În stare staționară densitatea electronilor în strat, $n_e(x)$, se supune unei distribuții Boltzmann:

$$n_e(x) = n_0 \cdot \exp[eV(x)/k_B T_e], \quad 2.68$$

unde T_e este temperatura electronilor.

Comportarea potențialului $V(x)$ în strat este descrisă de ecuația

Poisson:

$$\frac{d^2 V}{dx^2} = - \frac{e[n_i(x) - n_e(x)]}{\epsilon_0}, \quad 2.69$$

unde ϵ_0 este permitivitatea electrică a vidului. Folosind expresiile densităților de ioni și electroni în strat obținem următoarea ecuație diferențială nelineară a cărei soluție dă distribuția potențialului electric, $V(x)$, în strat:

$$\frac{d^2 V}{dx^2} = \frac{en_0}{\epsilon_0} \left[\exp(eV/k_B T_e) - \left(1 - \frac{2eV}{m_i u_0^2} \right)^{-1/2} \right] \quad 2.70$$

Este convenabil ca în locul variabilelor $V(x)$, x și u_0 să se folosească variabilele reduse la mărimi specifice plasmei, respectiv potențialul termic $k_B T_e/e$, lungimea Debye, $\lambda_D = (\epsilon_0 k_B T_e / n_0 e^2)^{1/2}$ și viteza ionoacustică, $c_s = (k_B T_e / m_i)^{1/2}$. Astfel se introduc variabilele adimensionale:

$$\Phi = - \frac{eV}{k_B T_e}, \quad \xi = \frac{x}{\lambda_D} = x \left(\frac{n_0 e^2}{\epsilon_0 k_B T_e} \right)^{1/2} \quad \text{și} \quad M = \frac{u_0}{c_s} = u_0 \left(\frac{m_i}{k_B T_e} \right)^{1/2} \quad 2.71$$

Cu aceste variabile ecuația 2.70 devine:

$$\frac{d^2 \Phi}{d\xi^2} = \left(1 + \frac{2\Phi}{M^2} \right)^{-1/2} - \exp(-\Phi) \quad 2.72$$

Folosirea variabilelor adimensionale permite o scriere matematică mai clară a ecuației păturii sarcinii spațiale și generalizează soluțiile acesteia funcție de mărimile caracteristice plasmei. Ecuația 2.72 este o ecuație diferențială nelineară care este greu de rezolvat chiar și prin metode numerice. Soluții analitice pot fi găsite doar în cazul în care se folosesc aproximații asimptotice care duc la linearizarea termenilor din membru drept al ecuației. Aceste aproximații se referă la regiunea de tranziție de la plasma neperturbată la sarcina spațială, unde $\Phi \ll 1$, și la regiunea din vecinătatea electrodului, unde $\Phi \gg 1$.

2.6.3 Criteriul Bohm* de formare a stratului simplu de sarcină spațială

O analiză a ecuației 2.69 în aproximația $\Phi \ll 1$ ne va conduce la o concluzie importantă privind mărimea vitezei u_0 , mărime care a fost introdusă în mod oarecum arbitrar în demonstrația ecuației păturii de sarcină spațială. În regiunea pentru care $\Phi \ll 1$ energia potențială a sarcinilor electrice în câmpul electric al sarcinii spațiale este mică în raport cu energia corespunzătoare agitației termice ($eV \ll k_B T_e$). Să mai observăm că și termenul $\Phi M^2 \ll 1$, deoarece numărul lui Mach trebuie să fie de ordinul unității, energia cinetică cu care intră ionii în sarcina spațială putând fi de ordinul energiei termice a electronilor din plasmă, $m_i u_0^2 / 2 \approx k_B T_e / 2$. În aceste condiții termenii din membru drept al ecuației 2.72 se pot lineariza după cum urmează:

$$\left(1 + \frac{2\Phi}{M^2}\right)^{-1/2} \cong 1 - \frac{\Phi}{M^2} + \dots \text{ și } \exp(-\Phi) \cong 1 - \Phi + \dots, \Phi \ll 1 \quad 2.73$$

Astfel, folosind aproximațiile 2.73 ale termenilor neliniari, ecuația 2.72 devine:

* Criteriul Bohm a fost utilizat în formă implicită pentru prima dată în lucrarea lui Tonks și Langmuir în analiza stratului de sarcină spațială a plasmei coloanei pozitive (1929). Formularea explicită a criteriului și interpretarea sa se datorează însă lui Bohm D (1949, *The Characteristics of Electrical Discharges in Magnetic Fields*, Ed. Guthry and R K Wakerling, NY: MacGrow-Hill).

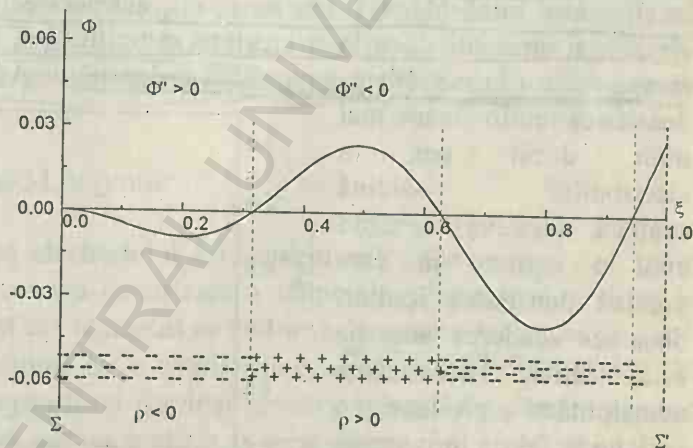
$$\frac{d^2\Phi}{d\xi^2} = \left(1 - \frac{1}{M^2}\right)\Phi$$

2.74

Această ecuație diferențială de ordinul II este binecunoscută ecuație de tip oscilator armonic, de data aceasta cu variabile spațiale.

În cazul în care parametrul $k = (1 - 1/M^2) < 0$, corespunzător condiției $M < 1$, ecuația 2.74 admite o soluție armonică de forma $\Phi = \Phi_0 \sin(k\xi + \chi_0)$, unde Φ_0 și χ_0 sunt constante de integrare. O asemenea distribuție de potențial se obține în ipoteza formării unui șir de straturi de sarcini spațiale a căror semn variază alternativ. În fig. 2.11 este ilustrată o asemenea situație. Conform ecuației lui Poisson, semnul sarcinii spațiale din strat este opus semnului derivatei a doua a potențialului.

Figura 2.11 Distribuția potențialului electric în stratului multiplu de sarcini spațiale în cazul $M < 1$. Densitatea de sarcină electrică în strat, ρ , are și ea o distribuție descrisă de o funcție armonică.



Rezultă că regiunile pentru care graficul funcției Φ este concav ($\Phi'' > 0$) corespund păturilor de sarcină spațială negativă ($\rho < 0$) iar cele pentru care graficul este convex ($\Phi'' < 0$) corespund păturilor de sarcină spațială pozitivă ($\rho > 0$).

În cazul în care parametrul $k = (1 - 1/M^2) > 0$, respectiv $M > 1$, ecuația 2.72 admite o soluție monoton descrescătoare de forma unei exponențiale. Condiția $M > 1$ ridică arbitrariul în determinarea vitezei u_0 cu care intră ionii în stratul de sarcină spațială. Astfel, criteriul de formare a stratului simplu de sarcini spațiale impune ca energia cinetică cu care intră ionii în strat să fie mai mare decât energia termică a electronilor:

$$m_i u_0^2 / 2 > k_B T_e / 2$$

2.75

Pentru a fi îndeplinită această condiție trebuie să se admită existența unei regiuni de tranziție între pătura de sarcină spațială și plasmă, regiune în care ionii să fie accelerați până la energii de ordinul $k_B T_e / 2$.

❖ Criteriul Bohm poate fi înțeles ușor dacă se analizează comportarea densităților relative de ioni, $n_i/n_0 = (1 + 2\phi/M^2)^{-1/2}$ și de electroni, $n_e/n_0 = \exp(-\phi)$ în stratul de sarcină spațială (n_0 este densitatea plasmei neperturbate). În fig. 2.12 sunt prezentate variațiile acestor mărimi cu potențialului redus, ϕ . Densitatea electronilor descrește exponențial în timp ce densitatea ionilor are inițial (la marginea stratului) o descreștere care depinde drastic de valoarea parametrului M . Dacă viteza de intrare a ionilor în strat este mică ($M < 1$ sau $u_0 < c_s$), accelerarea acestora în câmpul electric al stratului duce la o creștere semnificativă a vitezei și în mod corespunzător la o scădere importantă a densității. Astfel, în prima parte, densitatea ionilor scade mai mult decât cea a electronilor (sarcină spațială negativă) urmând apoi o regiune în care domină densitatea ionilor, deoarece scăderea acesteia este lentă, accelerarea nemaiputând produce o variație la fel de importantă a vitezei ca în prima parte. Acest fapt duce la formarea de straturi succesive cu sarcinii spațiale de semn opus, rezultând o variație spațială periodică a potențialului și densității de sarcină. Dacă $M > 1$, viteza de intrare a ionilor în strat este suficient de mare pentru ca accelerarea acestora să nu producă o creștere apreciabilă a vitezei, și deci o scădere importantă a densității. În acest caz scăderea densității ionilor datorită accelerării lor în strat este mult mai lentă decât cea a electronilor, ca

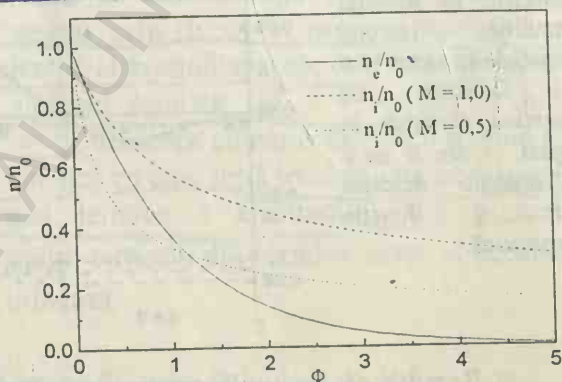


Figura 2.12 Dependența densităților relative a ionilor, n_i/n_0 , și electronilor, n_e/n_0 , de potențialul redus, ϕ , pentru două valori ale vitezei u_0 .

urmăre sarcinile pozitive sunt tot timpul în exces în strat, ceea ce corespunde unei variații monotone a potențialului.

Analiza de mai sus arată că, în situația considerată, stratul simplu de sarcină spațială se formează numai dacă ionii intră din plasmă în acesta cu o viteză cel puțin egală cu viteza ionoacustică. În caz contrar, variația potențialului în regiunea perturbată de electrod nu este monotonă, ea corespunzând formării unui șir de straturi cu sarcini spațiale opuse (sarcini spațiale multistrat). Totuși, formarea unor asemenea structuri cu un grad mare de ordonare este puțin probabil într-un mediu în care predomină mișcarea de agitație termică. Măsurători făcute cu metode combinate, de analiză energetică și spectrometrie de masă în plasma coloanei pozitive a descărcării luminescente în gaze, au confirmat valabilitatea acestui criteriu^{2,5}. Explicații ale modului în care ionii plasmei sunt accelerați până la energia cinetică $m_i u_0^2/2 = k_B T_e/2$ cu care intră în stratul de sarcini spațiale se bazează pe ipoteza existenței unui pre-strat cu o cădere de potențial $k_B T_e/e$ ^{2,6}.

2.6.4 Ecuația Child-Langmuir

În apropierea electrodului este îndeplinită condiția $\Phi \gg 1$ astfel încât este posibilă o nouă linearizare a termenilor din membrul drept al ecuației 2.72. În acest caz termenul ce exprimă densitatea electronilor, $\exp(-\Phi) \approx 0$, ceea ce înseamnă că se neglijează complet prezența electronilor în această regiune, aceștia fiind respinși aproape integral în câmpul electric intens al stratului de sarcini spațiale (energia termică a electronilor $k_B T_e$, fiind mult mai mică decât energia lor potențială în câmpul electric al stratului de sarcini spațiale, $-eV$). Termenul ce exprimă densitatea ionilor devine: $(1+2\Phi/M^2)^{-1/2} \approx M/(2\Phi)^{1/2}$, aproximație care are semnificația faptul că se neglijează viteza de intrare a ionilor în strat în comparație cu viteza căpătată de aceștia în urma accelerării, viteza ionilor în strat fiind $u \approx (-2eV/m_i)^{1/2}$. Cu aceste aproximații ecuația 2.72 devine:

$$\frac{d^2\Phi}{d\xi^2} \approx \frac{M}{\sqrt{2\Phi}} \quad 2.76$$

Pentru integrarea acestei ecuații se fac unele aproximații suplimentare. Astfel, considerăm originea axei O ξ într-un nou plan Σ' care împreună cu suprafața electrodului separă o regiune a sarcinii spațiale în care acțiunea câmpului electric este puternică (electronii nu penetrează în această regiune, fig. 2.10), în această regiune fiind satisfăcută condiția $\Phi \gg 1$. Înmulțind ecuația 2.76 cu $d\Phi/d\xi$ și integrând-o pe intervalul $[0, \xi]$ obținem:

$$\left(\frac{d\Phi}{d\xi}\right)_{\xi}^2 - \left(\frac{d\Phi}{d\xi}\right)_0^2 = 2M(\sqrt{2\Phi(\xi)} - \sqrt{2\Phi(0)}) \quad 2.77$$

Ecuația de mai sus se poate simplifica în continuare dacă se neglijează valorile intensității câmpului electric și potențialului electric în planul Σ' : $(d\Phi/d\xi)_0 \cong 0$ și $\Phi(0) \approx 0$. Cu acestea, ecuația 2.77 devine:

$$\frac{d\Phi}{d\xi} = 2^{3/4} M^{1/2} \Phi^{1/4} \quad 2.78$$

Integrăm ecuația de mai sus în intervalul $[0, \xi_e]$, unde ξ_e reprezintă valoarea coordonatei reduse a electrodului, $\xi_e = d/\lambda_D$, d fiind grosimea stratului ionic de sarcină spațială. Astfel obținem relația:

$$\int_0^{\Phi_e} \frac{d\Phi}{\Phi^{1/4}} = 2^{3/4} M^{1/2} \int_0^{\xi_e} d\xi, \quad 2.79$$

unde $\Phi_e = -eV_e/k_B T_e$ este potențialul redus al electrodului. Folosind din nou aproximația $\Phi(0) \cong 0$, obținem: $\frac{4}{3} \Phi_e^{3/4} = 2^{3/4} M^{1/2} \xi_e$, de unde rezultă următoarea expresie a vitezei cu care intră ionii în strat:

$$u_0 = c_s M = \frac{4\sqrt{2} c_s}{9} \frac{\Phi_e^{3/2}}{\xi_e^2} \quad 2.80$$

Valoarea găsită mai sus pentru viteza de intrare a ionilor în stratul de sarcină spațială permite exprimarea densității de curent ionic captat de electrod, $j_i = n_e e u_0$. Folosind expresiile vitezei c_s și lungimii Debye, λ_D , obținem următoarea relație pentru densitatea curentului ionic în pătura ionică de sarcină spațială:

$$j_i = \frac{4}{9} \varepsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m_i}} \frac{V_e^{3/2}}{d^2}, V_e < 0 \quad 2.81$$

relație ce exprimă legea Child-Langmuir, lege cunoscută de electroniști din studiul caracteristicilor curent-tensiune a tuburilor electronice sub numele de “legea 3/2”. În cazul tuburilor electronice în vecinătatea catodului se formează o pătură de sarcină spațială electronică care determină o dependență a intensității curentului electric de forma $I = CU^{3/2}$, unde C (măsurată în $AV^{3/2}$) este perveanța tubului și U este tensiunea sau căderea de potențial între anod și catod. Legea Child-Langmuir este aplicabilă și stratului electronic de sarcini spațiale, strat care se formează în situația în care electrodul este polarizat puternic pozitiv în raport cu plasma. În acest caz densitatea curentului electronic, j_e , captat de electrod din plasmă este calculată cu ajutorul relației:

$$j_e = \frac{4}{9} \varepsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m_e}} \frac{V_e^{3/2}}{d^2}, V_e > 0 \quad 2.82$$

Relația 2.81 este importantă în aplicațiile plasmelor în industria microelectronică. Astfel, dacă se folosește bombardamentul ionic pentru corodarea unei straturi de cupru depus pe un suport izolator de SiO_2 , este important ca grosimea păturii de sarcină spațială să fie suficient de mare pentru a asigura bombardamentul cu un flux de ioni pe direcție perpendiculară pe strat, asigurând astfel execuția cu acuratețe a desenului după care se execută corodarea, aceasta fiind prioritar anizotropă (fig. 2.13).

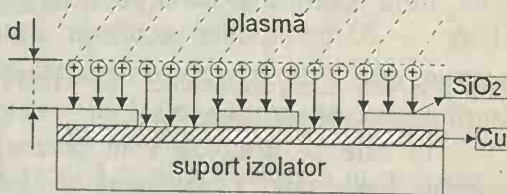


Figura 2.13 Pătură ionică de sarcini spațiale folosită pentru bombardamentul ionic în industria microelectronică

2.6.5 Stratul dublu de sarcini spațiale

Stratul dublu este o structură electrostatică formată din două straturi adiacente de sarcini spațiale opuse care poate să apară în plasmelor parcurse

de curent electric și care menține o diferență semnificativă de potențial, V_0 , între două regiuni ale plasmelor sau între două plasmă diferite. Deși stratul dublu conține sarcini spațiale, în ansamblu sarcina electrică netă a acestuia este nulă, câmpul electric în plasma neperturbată (aflată în afara stratului dublu) fiind nul.

Structura electrostatică de strat dublu este self-consistentă, în sensul că mișcarea particulelor determină formarea structurii de potențial de strat dublu, structură de potențial care la rândul ei determină mișcarea particulelor. În figura 2.14 sunt prezentate distribuțiile tipice

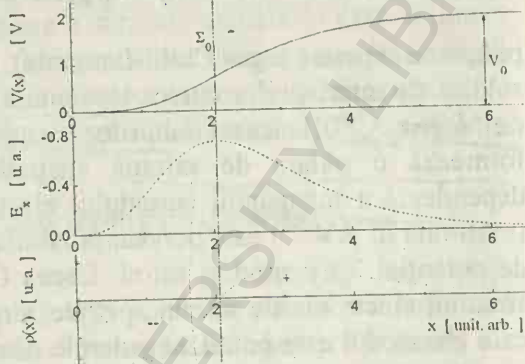


Figura 2.14 Distribuțiile potențialului electric, $V(x)$, intensității câmpului electric, E_x și densității de sarcină, $\rho(x)$, într-un strat dublu slab ($eV_0 \sim k_B T_e$, $k_B T_i$). $V(x) = V_0 \cdot \tanh^4(x/d)$, $d = 2$.

ale potențialului electric, intensității câmpului electric și densității de sarcină într-un strat dublu cu o cădere de potențial $V_0 = 2V$. Distribuția de potențial $V(x)$ prezintă un punct de inflexiune care corespunde planului Σ_0 ce separă cele două păături de sarcini spațiale opuse, câmpul electric, $E_x = -dV/dx$, fiind maximă în acest plan. Regiunea concavă a distribuției $V(x)$, $d^2V/dx^2 > 0$, corespunde conform ecuației Poisson păăturii de sarcini negative, $\rho(x) < 0$, în timp ce regiunea convexă, $d^2V/dx^2 < 0$, corespunde păăturii de sarcini pozitive, $\rho(x) > 0$.

În cele ce urmează vom prezenta, în forma ei cea mai simplă (modelul Langmuir^{2,7}), problema stratului dublu de sarcini spațiale în plasma necolizională. În acest caz drumurile libere ale electronilor și ionilor sunt cu mult mai mari decât grosimea stratului, astfel încât se pot neglija ciocnirile în timpul mișcării acestor particule prin strat. Considerăm un strat dublu format la joncțiunea a două plasmă identice P_1 și P_2 care au potențiale diferite, $V_1 = 0$ și $V_2 = V_0$, unde V_0 este căderea de potențial în strat. Vom considera cazul stratului dublu puternic, în care căderea de potențial V_0 este mult mai mare decât potențialele termice ale ionilor și electronilor ($V_0 > k_B T_e/e$, $k_B T_i/e$), astfel încât cea mai mare parte din

electronii care vin dinspre plasma P_2 și ionii ce vin dinspre plasma P_1 sunt reflectați pe strat. După cum se observă în fig. 2.15, unde sunt reprezentate traiectoriile particulelor în spațiul fazelor, electronii care vin din plasma P_1 și ionii care vin din plasma P_2 sunt accelerați în câmpul electric al stratului, aceștia formând la ieșirea din strat fascicule de particule energetice. Electronii plasmei P_2 care sunt reflectați de strat sunt separați de cei care trec prin strat de o traiectorie numită "separatrice". În același mod sunt separați ionii plasmei P_1 . Planele paralele Σ_1 și Σ_2 situate la distanța d (grosimea stratului dublu) delimitează regiunile neperturbate ale plasmelor P_1 și P_2 de stratul dublu. Neglijând viteza cu care electronii plasmei P_1 intră în strat, rezultă ca viteza acestora în strat este:

$$u_e(x) = \sqrt{2eV(x)/m_e} \quad 2.83$$

În mod asemănător se exprimă viteza ionilor plasmei P_2 care sunt accelerați în strat la viteza $u_i(x)$:

$$u_i(x) = -\sqrt{2e(V_0 - V(x))/m_i} \quad 2.84$$

În cazul stratului dublu puternic, putem considera că toți ionii plasmei P_1 , ca și toți electronii plasmei P_2 , sunt reflectați de strat, astfel

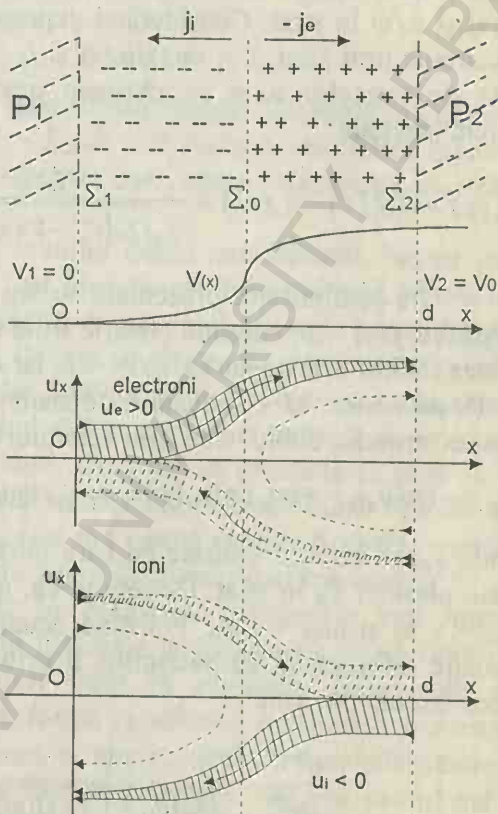


Figura 2.15 Traiectoriile particulelor prin stratul dublu în spațiul fazelor electronic și ionic

încât putem neglija contribuția acestor particule la densitățile de particule $n_e(x)$ și $n_i(x)$ în strat. Considerând expresiile densităților de curent ionic și electronic prin strat, $j_i = en_i(x)u_i(x)$ și $j_e = -en_e(x)u_e(x)$, și expresiile 2.83 și 2.84 ale vitezelor u_i și u_e , obținem următoarea expresie a densității de sarcini spațiale:

$$\rho_e(x) = e(n_i(x) - n_e(x)) = \frac{j_i}{-\sqrt{2e(V_0 - V(x))/m_i}} + \frac{j_e}{\sqrt{2eV(x)/m_e}} \quad 2.85$$

În configurația prezentată în fig. 2.15, densitățile de curent sunt negative, $j_i, j_e < 0$, curentul electric fiind orientat în direcție opusă axei Ox, viteza ionilor este negativă, $u_i(x) < 0$, iar cea a electronilor pozitivă, $u_e(x) > 0$. Deasemenea, să observăm că densitățile de curent sunt constante de-a lungul stratului dublu. Conform ecuațiilor de continuitate avem:

$$j_e = -en_0u_{e0} = -en_e(x)u_e(x) \text{ și } j_i = en_0u_{i0} = en_i(x)u_i(x), \quad 2.86$$

unde u_{e0} și u_{i0} sunt vitezele cu care intră electronii plasmei P_1 , respectiv, ionii plasmei P_2 în strat. De reținut că, în ipoteza stratului dublu puternic, $u_{e0} \ll u_e$ și $|u_{i0}| \ll |u_i|$. Folosind ecuația lui Poisson, găsim următoarea ecuație diferențială ce determină distribuția de potențial în stratul dublu necolizional puternic:

$$\frac{d^2V}{dx^2} = \frac{j_i}{\sqrt{2e(V_0 - V(x))/m_i}} - \frac{j_e}{\sqrt{2eV(x)/m_e}} \quad 2.87$$

Integrala acestei ecuații duce la o relație între densitatea de curent prin strat, $j = j_e + j_i$, căderea de tensiune V_0 și grosimea stratului dublu de sarcini spațiale de tipul legii Child Langmuir:

$$j = C(1 + m_e/m_i) \frac{9}{4} \varepsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m_e}} \frac{V_0^{3/2}}{d^2}, \quad 2.88$$

unde $C \approx 1,865$, este o constantă ce rezultă în urma integrării^{2.8}. În ecuația 2.87 s-a folosit condiția Langmuir de formare a stratului dublu care stabilește valoarea raportului densităților de curent:

$$\frac{j_e}{j_i} = \sqrt{\frac{m_e}{m_i}},$$

2.89

relație ce rezultă din condiția ca intensitatea câmpului electric la marginile stratului dublu să fie nulă, $E_x(0) = E_x(d) = 0$. Relația 2.89 indică faptul că mișcarea electronilor prin strat este cea care aduce contribuția majoră la curentul electric prin acesta.

Modele mai rafinate ale stratului dublu necolizional, bazate pe o descriere cinetică a plasmei, au fost propuse de diferiți autori pentru mai multe tipuri de straturi duble; funcție de portretul mișcării particulelor în spațiul fazic electronic și ionic^{2,9}. Deși posibilitatea formării stratului dublu a fost prezisă de Langmuir încă din 1929, mult timp nu s-a acordat atenție acestei structuri. În prezent, stratul dublu constituie subiect de cercetare pentru multe colective de cercetători, dat fiind că prezența sa pare să fie cauza multor fenomene nelineare și nestaționare (instabilități) ce apar atât în plasmă de laborator cât și a celor din natură (aurora boreală, erupțiile plasmei solare, turbulențe și diferite tipuri de instabilități în plasmă)^{2,10}.

Problema stratului dublu în plasmă colizională este tratată complet diferit față de a celor din plasmă necolizională. Deși straturile duble au fost observate de mult timp în plasmă colizională ale descărcărilor electrice în gaze, sub forma stratificării luminoase a coloanei pozitive, nu exista până în prezent o teorie cantitativă satisfăcătoare a acestora. O structură de potențial asemănătoare cu cea din stratul dublu poate să apară în plasma colizională în care se modifică densitatea de particule și densitatea de curent (de exemplu, în coloana pozitivă în care se modifică brusc aria secțiunii transversale) fără ca să existe o separare macroscopică a sarcinilor electrice în două straturi adiacente cu sarcini opuse, câmpul electric în acest caz fiind cauzat de difuzia ambipolară.

Probleme

- 2.1 Să se găsească distribuțiile potențialului și intensității câmpului electric ce ar lua naștere datorită abaterii de la cvasineutralitatea plasmei cu $(n_e - n_i)/n_0 = 1\%$ într-o regiune de simetrie sferică de rază $R = 5$ mm dintr-o plasmă cu densitatea $n_0 = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$. Să se estimeze valorile maxime ale intensității și diferenței de potențial ale câmpului

electric care ia astfel naștere în plasmă. Se va considera potențialul plasmei cvasineutre egal cu zero.

$$R: E(r) = -e\Delta n r / 3\epsilon_0; V(r) = (e\Delta n / 6\epsilon_0)(r^2 - R^2); E_{\max} = 300 \text{ V/cm};$$

$$(\Delta V)_{\max} = -75 \text{ V}$$

- 2.2 Să se determine expresia probabilității distanței dintre particule vecine de ordin 1, de același sort, $p(r_s)$. Folosind expresia lui $p(r_s)$ să se deducă relația 2.3.

$$R: p(r_s) = 4\pi n_s r_s^3 \exp(-4\pi n_s r_s^3 / 3)$$

- 2.3 Să se compare lungimea de Broglie a undelor asociate mișcării termice a electronilor în plasmă cu distanța medie dintre aceștia. Se va considera cazul unei plasme de fuziune termonucleară cu densitatea $n_0 = 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ și $k_B T_e = 4 \text{ keV}$.

$$R: \lambda_B = 0,03 \text{ Å}; d = 5,5 \text{ Å}.$$

- 2.4 Folosind ecuația lui Saha să se stabilească expresia gradului de ionizare a unui gaz funcție de temperatura sa (la presiune constantă). Să se aplice rezultatul la aer în condiții normale de temperatură și presiune ($t = 20^\circ\text{C}$, $p = 1 \text{ atm}$). Se va lua în considerare componenta dominantă a aerului, N_2 pentru care $E_i = 14,5 \text{ eV}$ și $g_{n0} = g_{i0}$. Cum explicați existența unui grad mult mai mare de ionizare în aer (400 perechi electron-ion/ cm^3) decât cel pe care l-ați obținut pe baza ecuației lui Saha?

$$R: \alpha = [(n_0^2/n_n)_{\text{Saha}} k_B T/p]^{1/2} = 8,6 \cdot 10^{-124} \ll 1,66 \cdot 10^{-17} \text{ (gradul de ionizare naturală a aerului).}$$

- 2.5 Să se discute condițiile în care o plasmă neomogenă și nestaționară poate fi studiată în modelul echilibrului termodinamic local.

- 2.6 Considerând semilărgimea funcției de distribuție Maxwell după o componentă a vitezei (relația 2.22) determinată ca intervalul da valori ale vitezei pentru care funcția are valori mai mari decât jumătate din maximul ei, să se determine valorile semilărgimii funcțiilor de distribuție reprezentate în fig. 2.2.

$$R: \Delta_{1/2} v_s = 2 \cdot (2k_B T_s \ln 2 / m_s)^{1/2}; \Delta_{1/2} v_e = 0,98 \cdot 10^6 \text{ m/s}$$

- 2.7 Considerând o plasmă simplă neizotermă de heliu ($m_i \cong m_n = 4u_{am}$) ca un amestec de trei gaze ideale, să se calculeze pentru fiecare sort de particule viteza medie, viteza termică și energia cinetică medie. Funcția de distribuție după viteze pentru fiecare sort de particule se consideră Maxwelliană corespunzătoare temperaturii sortului respectiv ($k_B T_e = 10 \text{ eV}$, $k_B T_i = 0,5 \text{ eV}$, $T_n = 300 \text{ K}$).
- R: $\langle v_e \rangle = 2,13 \cdot 10^6 \text{ m/s}$; $\langle v_i \rangle = 5,5 \cdot 10^3 \text{ m/s}$; $\langle v_n \rangle = 5,3 \cdot 10^2 \text{ m/s}$;
- 2.8 Să se calculeze concentrația maximă a unei plasme simple, neizoterme ($k_B T_e = 1 \text{ eV}$, $k_B T_i \cong k_B T_n = 0$) pentru care aceasta să mai poate fi considerată ideală ($\xi_{max} = 0,1$).
- R: $n_0 < 5,6 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$.
- 2.9 Care este valoarea energiei nivelului Fermi pentru un ansamblu de particule cu concentrația egală cu cea calculată în problema 2.8? Care trebuie să fie densitatea unei plasme pentru ca energia Fermi să fie comparabilă cu energia cinetică medie a electronilor.
- R: $W_F = 0,098 \text{ eV}$; $n_0 = 1,8 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.
- 2.10 Care este temperatura minimă a unei plasme de hidrogen la echilibru termodinamic pentru care efectele relativiste nu mai pot fi neglijate? Limita superioară a vitezei particulelor nerelativiste este considerată 10% din viteza luminii în vid.
- R: $k_B T_e < 1,7 \text{ keV}$; $k_B T_i < 3,11 \text{ MeV}$
- 2.11 Plasmele de hidrogen din laborator sunt caracterizate prin parametri cuprinși în următoarele intervale $n_0 = 10^6 - 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $T_e = 10^4 - 10^7 \text{ K}$ și $T_i = 3 \cdot 10^2 - 10^7 \text{ K}$. Arătați că aceste plasme pot fi tratate în aproximația clasică, neglijând efectele cuantice și relativiste.
- 2.12 Să se calculeze în aproximația plasmei ideale presiunile parțiale ale particulelor componente pentru următoarele cazuri:
- a) plasma unei descărcări luminescente ($n_0 = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, $n_n = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $k_B T_e = 2 \text{ eV}$, $k_B T_i \cong k_B T_n = 0,02 \text{ eV}$);
 - b) plasma termonucleară ($k_B T = 20 \text{ KeV}$, $n_0 = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$)
 - c) plasma ionosferei terestre ($n_0 = 10^6 \text{ cm}^{-3}$, $n_n = 10^5 \text{ cm}^{-3}$, $k_B T_e = 0,1$

eV, $k_B T_i = k_B T_n = 0,02$ eV).

R: a) $p_e = 3,2 \cdot 10^{-3}$ N/m²; $p_i = 4,1 \cdot 10^{-5}$ N/m², $p_n = 41$ N/m²;

b) $p_e = p_i = 3,2 \cdot 10^2$ N/m²;

c) $p_e = 1,6 \cdot 10^{-8}$ N/m², $p_i = 3,5 \cdot 10^{-11}$ N/m², $p_n = 3,5 \cdot 10^{-12}$ N/m².

2. 13. Să se calculeze lungimea Debye, λ_D , și raportul dintre energia potențială și cea cinetică, ξ , a particulelor din plasmă descrise în problema 2.11.

R: a) $\lambda_D = 10^{-4}$ m, $\xi = 1,3 \cdot 10^{-4}$; b) $\lambda_D = 10^{-5}$ m, $\xi = 6 \cdot 10^{-7}$; c) $\lambda_D = 2,35 \cdot 10^{-3}$ m, $\xi = 5,6 \cdot 10^{-3}$.

2. 14. a) Să se calculeze sarcina totală a electronilor care participă la ecranarea câmpului electric a unui ion pozitiv cu sarcina $q_i = +e$ într-o plasmă omogenă și izotropă.

b) Să se găsească expresia energiei electrostatice implicate în procesul de ecranare a câmpului electric a ionului.

c) Să se explice pe baza rezultatului de la punctul b) efectul de micșorare a energiei de ionizare, W_{iz} , a atomilor în plasmă. Este acest efect neglijabil? Considerați o plasmă omogenă și izotropă cu densitatea $n_0 = 10^{10}$ cm⁻³ și $k_B T_e = 4$ eV.

R: a) $q_e = -e$; b) $W_e = e^2 / (4\pi\epsilon_0\lambda_D)$; c) $\Delta W_{iz} = -e^2 / (2\pi\epsilon_0\lambda_D) \ll W_{iz}$.

2. 15. Calculați frecvențele proprii ale electronilor în plasmă descrise în problema 2. 11.

R: a) 900 MHz; b) 2800 GHz; c) 9 MHz.

2. 16. Să se deducă o expresie pentru lungimea de ecranare Debye luând în considerare și contribuția mișcării de agitație termică a ionilor. În plasmă de fuziune termonucleară ($n_0 = 10^{22}$ cm⁻³) ionii pozitivi de deuteriu (²H) au aceeași temperatură cu a electronilor ($k_B T = 20$ KeV). Calculați valorile lungimii Debye în această plasmă luând în considerare mai întâi numai mișcarea de agitație termică a electronilor și apoi și pe cea a ionilor.

R: $1/\lambda_D^2 = 1/\lambda_{De}^2 + 1/\lambda_{Di}^2$ $\lambda_{De,i} = (n_0^2 / \epsilon_0 k_B T_{e,i})^{1/2}$

2. 17 Să se găsească o expresie pentru frecvența proprie a plasmei luând în considerare masa finită a ionilor (electronii și ionii oscilează cu aceeași frecvență față de centrul lor de masă). Ținând cont de faptul că $m_e/m_i \ll 1$, să se arate că mișcarea ionilor se poate neglija.

R: $\nu' = (1 + m_e/m_i)^{1/2} \cdot \nu$

2. 18 Într-o plasmă cu ioni negativi, o fracție f din electronii plasmei sunt atașați atomilor electronegativi, astfel încât $n_e = (1-f)n_0$, $n_- = fn_0$ și $n_+ = n_0$, unde n_0 este densitatea plasmei, n_+ , densitatea ionilor pozitivi și n_- , densitatea ionilor negativi.

a) Să se găsească ecuația care determină valoarea potențialului flotant într-o asemenea plasmă dacă temperatura electronilor liberi este $k_B T_e$, iar cea a ionilor negativi (masa m_-) și pozitivi (masa m_+) $k_B T_i$;

b) Presupunând că toți electronii plasmei sunt atașați atomilor electronegativi ($f = 1$), să se determine în ce condiții potențialul flotant al unei asemenea plasmă devine nul? Dar pozitiv?

R: a) $(1-f) \sqrt{\frac{T_e}{T_i} \frac{m_+}{m_-}} \exp(eV_f / k_B T_e) + f \sqrt{\frac{m_+}{m_-}} \exp(eV_f / k_B T_i) = 1$;

b) $m_+ \cong m_-$, $m_+ < m_-$.

2. 19 Temperatura electronilor în plasma coloanei pozitive a unei descărcări luminescente în heliu într-un tub de descărcare din sticlă este $k_B T_e = 4$ eV. a) Să se calculeze potențialul flotant al peretelui de sticlă în raport cu plasma considerând temperatura ionilor egală cu cea a neutrilor ($T_i = T_n = 300$ K); b) Ce valoare se obține pentru potențialul flotant al peretelui dacă se consideră că densitatea de curent ionic spre pereții tubului de descărcare este determinată de viteza Bohm cu care aceștia intră în stratul de sarcină pozitivă din vecinătatea peretelui. Care din cele două moduri de calcul vi se pare mai corect?

R: a) $V_f = -0,5 k_B T_e \ln(m_i T_e / m_e T_i) = -27,8$ V;

b) $V_f = -0,5 k_B T_e \ln(m_i / 2\pi m_e) = -14,1$ V

2. 20 În coloana de plasmă de sodiu (^{23}Na) total ionizată a unei mașini Q ($n_0 = 10^8 \text{ cm}^{-3}$, $T_e = T_i = 2000$ K) este introdus un electrod plan cu o suprafață $S = 1 \text{ cm}^2$. Pe electrod se aplică un potențial $V_e = -10$ V față

de potențialul plasmei astfel încât acesta culege un curent $I_e = 5 \mu\text{A}$. Să se calculeze:

a) Grosimea păturii de sarcină spațială din fața electrodului. Să se compare valoarea acesteia cu valoarea lungimii Debye și să se discute rezultatul;

b) Ce fracție din electronii care intră în sarcina spațială din fața electrodului ajung pe acesta.

R: a) $d = 2,6 \text{ mm}$, $\lambda_D = 0,3 \text{ mm}$; b) $f = 5,6 \cdot 10^{-26}$.

2. 21 Să se stabilească legea Child Langmuir pentru o diodă cilindrică formată dintr-un electrod (filament) de rază a care emite electroni și un anod cilindric de rază b ($b \gg a$) aflat la un potențial pozitiv, V , față de catod.

Bibliografie

- ^{2.1} M Ignat 1971 *Termodinamică și Fizică Statistică*, Curs litografiat, Univ. "Al. I. Cuza" Iași,
- ^{2.2} M A Eliasevici 1966 *Spectroscopia Atomică și Moleculară*, Ed. Academiei R.S.R., București
- ^{2.3} J E Alien, M T C Fang, D Aeraser 1971, *Proc. R. Soc. London A* 322, 63-72
- ^{2.4} H Griem 1964, McGraw Hill, *Plasma Spectroscopy*
- ^{2.5} H G Lergon, K G Muller, UEG 7-II-7-78, Univ. ESSEN, martie 1978
- ^{2.6} K-U Riemann, The Bohm criterion and sheath formation, *J Phys. D: Appl. Phys.* 24 (1991) 493-518
- ^{2.7} I Langmuir, *Phys. Rev.* 33 (1929) 954
- ^{2.8} M A Raadu, *Symp. on Plasma Double Layers* (Riso, 1982), eds. P Michelsen and J J Rasmussen, Riso-R-472, p. 65
- ^{2.9} M A Raadu, *Phys. Reports (Review Section of Phys. Lett.)* Vol. 178, 2 (1989) 27
- ^{2.10} M Sanduloviciu and G Popa, *Analele Stiintifice ale Univ. "Al. I. Cuza" Iasi*, Tomul XXXIV (1988) 83

3 Modele Teoretice în Fizica Plasmei

Ca în orice domeniu al științelor experimentale, și în fizica plasmei cunoașterea presupune cele două binecunoscute nivele aflate în interacțiune: observația și experimentul pe de o parte și modelele teoretice generale pe de altă parte. În evaluarea rezultatelor experimentale ca și în proiectarea de noi experimente, a căror rezultate vor contribui la rafinarea modelelor teoretice înseși sau la dezvoltarea altora noi, este necesară o înțelegere corectă și profundă a modelelor teoretice utilizate la un moment dat. În același timp trebuie ținut cont că modele teoretice, oricât de generale ar fi, au la bază unele ipoteze și aproximații limitative, fapt ce trebuie avut în vedere în permanență atunci când se utilizează un model sau altul în explicarea diferitelor fenomene. Se cunosc trei modele teoretice principale folosite în fizica plasmei, *modelul uniparticulă*, *modelul cinetic* și *modelul macroscopic* sau *magnetohidrodinamic*. În cele ce urmează vom face o descriere succintă a acestora.

3.1 Modelul uniparticulă

În acest model este luată în considerare mișcarea individuală a unei particule reprezentative în plasmă neglijând efectele relativiste și procesele cuantice și cu unele excepții și interacțiunea gravitațională.

Pentru a înțelege ipotezele care stau la baza modelului uniparticulă să analizăm modul în care se poate pune problema în ceea ce se cheamă o plasmă necolizională (în care sunt neglijate ciocnirile). În principiu, pentru a descrie evoluția plasmei ca sistem format dintr-un număr total N de particule, trebuie să rezolvăm un sistem cu un număr egal de ecuații de mișcare de forma:

$$m_s \frac{d^2 \vec{r}_s}{dt^2} = q_s \left[\vec{E}(\vec{r}_s, t) + \vec{B}(\vec{r}_s, t) \right], \quad s = \overline{1, N}, \quad 3.1$$

unde $\vec{r}_s$ este vectorul de poziție al unei particule s față de un sistem de referință inerțial, iar $\vec{E}(\vec{r}_s, t)$ și $\vec{B}(\vec{r}_s, t)$ sunt intensitatea câmpului electric macroscopic și inducția câmpului magnetic macroscopic în locul unde se află particula la momentul t . Expresiile funcțiilor $\vec{E}(\vec{r}_s, t)$ și $\vec{B}(\vec{r}_s, t)$ sunt determinate de ecuațiile Maxwell:

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad 3.2$$

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \vec{j} + \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad 3.3$$

$$\nabla \cdot \vec{E} = \rho / \varepsilon_0 \quad 3.4$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0, \quad 3.5$$

unde ε_0 și μ_0 sunt permitivitatea electrică și, respectiv, permeabilitatea magnetică a vidului. Sursele câmpurilor electric și magnetic sunt densitățile de sarcină, $\rho(\vec{r}, t)$, respectiv de curent electric, $\vec{j}(\vec{r}, t)$, datorate prezenței și mișcării atât a particulelor încărcate electric ale plasmei cât și a sarcinilor exterioare acestora:

$$\rho = \rho_{pl.} + \rho_{ext.} \quad 3.6$$

$$\vec{j} = \vec{j}_{pl.} + \vec{j}_{ext.}, \quad 3.7$$

unde $\rho_{ext.}$ și $\vec{j}_{ext.}$ sunt densitatea de sarcini și, respectiv, densitatea de curent datorate sarcinilor electrice exterioare plasmei, iar $\rho_{pl.}$ și $\vec{j}_{pl.}$ sunt densitatea de sarcini și, respectiv, densitatea de curent datorate particulelor plasmei. Acestea din urmă pot fi calculate conform relațiilor:

$$\rho_{pl.}(\vec{r}, t) = \lim_{V(\vec{r}, t) \rightarrow 0} \frac{1}{V(\vec{r}, t)} \sum_{s \in V(\vec{r}, t)} q_s, \quad 3.8$$

$$\vec{j}_{pl.}(\vec{r}, t) = \lim_{V(\vec{r}, t) \rightarrow 0} \frac{1}{V(\vec{r}, t)} \sum_{s, V(\vec{r}, t)} q_s \vec{v}_s, \quad 3.9$$

unde $V(\vec{r}, t)$ reprezintă un volum elementar centrat la momentul t pe vectorul de poziție $\vec{r}$. Relațiile 3.8 și 3.9 fac legătura între mărimile macroscopice necesare rezolvării ecuațiilor lui Maxwell, respectiv densitatea de sarcină electrică și densitatea de curent electric, și mărimile microscopice, respectiv sarcinile, pozițiile și vitezele particulelor. Pusă în acest fel, problema este self-consistentă; deoarece pentru a cunoaște pozițiile și vitezele particulelor plasmei, $(\vec{r}_s, \vec{v}_s)$, este necesar să se integreze ecuațiile de mișcare 3.1 în care trebuie cunoscute pozițiile și vitezele inițiale $(\vec{r}_{s0}, \vec{v}_{s0})$ precum și intensitatea câmpului electric și inducția câmpului magnetic. Acestea din urmă depind prin ecuațiile 3.2-5 de densitatea de sarcină și densitatea de curent, mărimi care la rândul lor sunt determinate de pozițiile și vitezele particulelor (ecuațiile 3.8-9). Acest model selfconsistent al plasmei poate fi descris de schema reprezentată în figura 3.1. Numărul foarte mare de ecuații de mișcare face ca problema pusă în acest mod să fie, cel puțin deocamdată, imposibil de rezolvat.

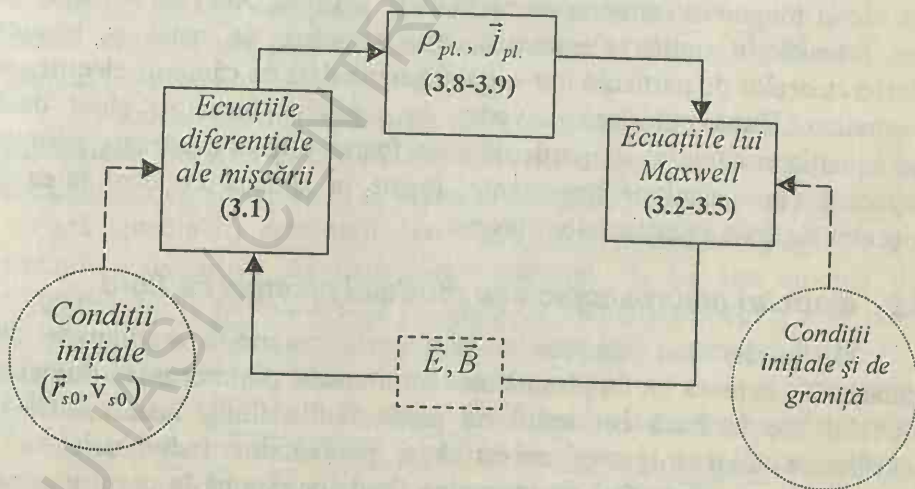


Figura 3.1 Schema problemei self-consistente a mișcării particulelor plasmei

Recenta dezvoltare a puterii de calcul a calculatoarelor electronice (*hardware*) și a programelor numerice (*software*) a făcut posibilă abordarea problemei în acest mod, dar pentru un număr de particule mult mai mic decât cel din plasmă reale. Dificultatea majoră care apare în acest caz se datorează faptului că este imposibil de precizat starea inițială a particulelor sistemului, $(\vec{r}_{s0}, \vec{v}_{s0})$ și a câmpurilor electric și magnetic $(\vec{E}(\vec{r}, 0), \vec{B}(\vec{r}, 0))$.

În cazul problemei staționare (toate mărimile macroscopice ce caracterizează plasma sunt constante în timp), această dificultate poate fi depășită. Se pornește de la ipoteza că, oricare ar fi starea inițială a sistemului acesta va evolua asimptotic în timp spre o stare de echilibru impusă de condițiile la margini și de forțele externe. Astfel, se poate inițializa calculul de la o stare inițială oarecare și se parcurge bucla reprezentată în figura 3.1 până când parcurgerea unei bucle nu aduce schimbări semnificative în valoarea parametrilor macroscopici ai plasmei, $\rho_{pl}, \vec{j}_{pl}, \vec{E}(\vec{r}), \vec{B}(\vec{r})$.

Modelul uniparticulă înlătură dificultățile descrise mai sus prin simplificarea cea mai grosieră care se poate face. Se ia în calcul mișcarea reprezentativă a unei singure particule în câmpurile electric și magnetic generate de surse externe plasmei, neglijându-se acțiunea câmpurilor electric și magnetic generate de particulele plasmei. Această aproximație este folosită în optica electronică, spectrometria de masă și tehnica acceleratoarelor de particule într-o configurație dată de câmpuri electrice și magnetice. După cum se va vedea în capitolul următor, chiar dacă aproximația modelului uniparticulă este foarte grosieră, aceasta permite obținerea unor rezultate importante, legate în special de confinarea și mișcarea de drift a particulelor plasmei.

3.2 Modelul macroscopic sau modelul plasmei ca fluid

Un model mai complex și care poate descrie o mare parte din fenomenele care au loc în plasmă este împrumutat din mecanica fluidelor. Modelul are la bază conceptul de particulă de fluid, luând astfel în considerare doar mișcarea colectivă a particulelor individuale^{3.1, 3.2}. Deosebirea care apare față de mecanica fluidelor este că în cazul plasmei elementul de fluid este încărcat cu sarcină electrică, cu alte cuvinte acesta suportă acțiunea forțelor electromagnetice.

Pe baza noțiunii de element de fluid se pot defini o serie de mărimi fizice continue în spațiu și timp ca, densitatea de particule de un anumit sort, $n_s(\vec{r}, t)$, densitatea masică, $\rho_m(\vec{r}, t)$, densitatea de sarcină electrică $\rho_e(\vec{r}, t)$, densitatea de curent electric, $\vec{j}(\vec{r}, t)$, etc., prin relații de genul celor date de ecuațiile 3.8-9. Astfel, viteza elementului de fluid, $u(\vec{r}, t)$, este calculată prin însumarea tuturor vitezelor particulelor de un anumit sort ale plasmei din volumul elementului de fluid:

$$\vec{u}_s(\vec{r}, t) = \sum_{V(\vec{r}, t)} \vec{v}_s, \quad 3.10$$

unde $V(\vec{r}, t)$ este volumul particulei de fluid. De exemplu, dimensiunea liniară, L , a volumului particulei de fluid se definește în funcție de mărimile λ_c și τ_c , care reprezintă distanța și, respectiv, timpul caracteristici de-a lungul cărora se modifică apreciabil parametrii macroscopici ai plasmei. Astfel L trebuie să fie mic în comparație cu λ_c dar suficient de mare pentru ca numărul de particule ale plasmei (atomi neutri, electroni sau ioni) conținut în particula de fluid să rămână, făcând abstracție de fluctuațiile statistice, constant pe o durată mai mică dar comparabilă cu τ_c . De exemplu, dacă densitatea de particule se menține constantă ca urmare a ciocnirilor binare, care scot sau aduc particule în elementul de volum, atunci dimensiunile particulei de fluid trebuie să fie mult mai mari decât drumul liber mediu, λ_s .

Modelul microscopic presupune, de regulă distribuții după viteze a particulelor plasmei de tip Maxwell, lucru care se realizează în general dacă timpul caracteristic τ_c al plasmei (timpul în care parametrii plasmei variază apreciabil) este mult mai mare decât timpul mediu între două ciocniri consecutive ale particulelor plasmei, τ_s , cu alte cuvinte dacă ciocnirile dintre particule sunt suficient de numeroase pentru a se realiza distribuții de echilibru a particulelor. În plasmă însă pot exista distribuții de echilibru a particulelor chiar și în absența ciocnirilor, ceea ce face posibilă aplicarea modelului de fluid chiar și în cazul plasmelor necolizionale^{3,3}. Această constatare are la bază faptul că în plasmă necolizionale domină interacțiunile Coulombiene care au rază mare de manifestare. Considerații suplimentare referitoare la acest lucru pot fi găsite în referințele ^{3,4} și ^{3,5}.

3.2.1 Modelul plasmei ca două fluide

În aproximația macroscopică considerăm plasma alcătuită din mai multe fluide care se întrepătrund. Plasma simplă o putem considera ca fiind formată prin întrepătrunderea fluidului ionic cu cel electronic și cu cel al particulelor neutre. Datorită câmpurilor electric și magnetic pe care acestea le generează, fluidele electronic și ionic interacționează, chiar dacă efectul ciocnirilor binare dintre particulele celor două fluide este neglijabil. Interacțiunea fluidelor electronic și ionic cu fluidul atomilor neutri se bazează exclusiv pe ciocniri directe între particulele acestor fluide. Principala forță din sistem este considerată a fi forța electromagnetică, motiv pentru care ecuațiile de fluid trebuie completate cu ecuațiile Maxwell, pentru a forma astfel un sistem închis de ecuații.

Mișcarea unui fluid este guvernată de ecuația de continuitate sau de conservare a masei și de ecuația de mișcare a particulei de fluid (ecuația Navier-Stokes):

$$\frac{\partial \rho_m}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_m \vec{u}) = 0, \quad 3.11$$

$$\rho_m \left(\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla \vec{u} \right) = \vec{f} \quad 3.12$$

unde ρ_m este densitatea masică, $\vec{u}$ este viteza macroscopică a fluidului (viteza particulei de fluid) și $\vec{f}$ este densitatea de forță (forța calculată pe unitatea de volum a particulei de fluid). Dacă ne referim la o componentă s a plasmei ($s = e, i$, sau n), atunci densitatea masică a acesteia se poate scrie ca $\rho_{ms} = m_s n_s$, unde m_s și n_s reprezintă masa și, respectiv, densitatea particulelor de sort s . Termenul $\rho_{ms} \vec{u}_s$ este densitatea de flux masic a fluidului aflat în mișcare și reprezintă masa particulelor ce traversează unitatea de suprafață în unitatea de timp după direcția vitezei macroscopice, $\vec{u}_s$. Densitatea de flux masic a particulelor de sort s se poate exprima în funcție de densitatea de flux de particule, $\vec{\Gamma}_s$, astfel:

$$\rho_m \vec{u}_s = m_s n_s \vec{u}_s = m_s \vec{\Gamma}_s \quad 3.13$$

Folosind aceste expresii pentru densitatea masică și densitatea de flux masic pentru fluidul format din particulele de sort s obținem următoarea ecuație de continuitate:

$$\frac{\partial n_s}{\partial t} + \nabla \cdot (n_s \vec{u}_s) = 0, s = e, i, n \quad 3.14$$

Această ecuație exprimă legea de conservare a numărului de particule (electroni, ioni sau atomi neutri) a fluidului în mișcarea sa și are la bază faptul că nu exista procese de volum prin care particulele sunt "create" sau "distruse". Ecuația arată că viteza de variație locală a numărului de particule de sort s , $(\partial n_s / \partial t)$, este datorată exclusiv fluxului net de particule care intră sau ies din elementul de volum. În plasmă lucrurile sunt un pic mai complicate deoarece de cele mai multe ori există procese elementare de volum (ionizări și recombinații) care duc la variația locală a numărului de particule. Astfel, în membrul drept al ecuației 3.14 trebuie adăugați termenii $(\delta n_s / \delta t)_{iz.}$ și $(\delta n_s / \delta t)_{rec.}$ care exprimă vitezele locale de variație a densității de particule de sort s datorită ionizărilor și, respectiv, recombinațiilor în volum:

$$\frac{\partial n_s}{\partial t} + \nabla \cdot (n_s \vec{u}_s) = \left(\frac{\delta n_s}{\delta t} \right)_{iz.} - \left(\frac{\delta n_s}{\delta t} \right)_{rec.}, s = e, i \quad 3.15$$

Termenii din membrul drept fac ca ecuațiile de continuitate ale fluidelor electronic, ionic și atomic să fie cuplate. Astfel, dacă ionizările de volum sunt produse prin ciocniri între electroni și atomii neutri avem:

$$\left(\frac{\delta n_s}{\delta t} \right)_{ioniz.} = \nu_{iz.} n_e, s = i, e, \quad 3.16$$

unde $\nu_{iz.}$ este frecvența medie de ionizare pentru ciocnirile electron-neutru. Pentru recombinații avem relația:

$$\left(\frac{\delta n_s}{\delta t} \right)_{rec.} = -\nu_{rec.} n_e \cdot n_i, \quad 3.17$$

unde $\nu_{rec.}$ reprezintă frecvența medie a recombinațiilor în ciocnirile electron-ion. Cu acestea ecuațiile de continuitate ale fluidelor electronic și ionic se scriu astfel:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot (n_e \vec{u}_e) = \nu_{iz.} n_e - \nu_{rec.} n_i n_e, \quad 3.18$$

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \nabla \cdot (n_i \vec{u}_i) = \nu_{iz.} n_e - \nu_{rec.} n_i n_e. \quad 3.19$$

Deoarece termenul ce exprimă pierderile de particule prin recombinații de volum depinde de puterea a doua a densității plasmei este evident că el se poate neglija în plasmă de densitate mică.

În condiții de staționaritate toate mărimile macroscopice sunt independente de timp ($\partial n_s / \partial t = 0$). În acest caz densitatea de particule a plasmei se menține constantă pe baza faptului că numărul de particule ce sunt produse în urma ionizărilor într-un anumit volum într-un anumit interval de timp este egal cu numărul de particule ce părăsesc volumul respectiv în intervalul de timp considerat. De exemplu, plasma coloanei pozitive a unei descărcări luminescente se menține în stare staționară ca urmare a echilibrului dintre producția de particule, ce are loc cu preponderență în partea centrală, prin ionizările atomilor în ciocniri cu electronii accelerați de câmpul electric axial și pierderile de particule prin difuzie radială la pereții tubului de descărcare. Plasma are simetrie axială și ecuația de continuitate se poate scrie în acest caz astfel:

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{d(n_s u_s)}{dr} \right) = \nu_{iz.} n_e, \quad s = i, e, \quad 3.20$$

unde mărimile $n_s(r)$ și $u_s(r)$ sunt independente de timp datorită staționarității și depind, datorită simetriei cilindrice, doar de distanța, r , de la axa tubului de descărcare,

Ecuația de mișcare 3.12 a fluidului poate fi particularizată pentru cazul fluidelor electronic și ionic ținând cont că, principala forță care acționează în plasmă este forța electromagnetică:

$$\vec{f}_{em} = \rho_s (\vec{E}(\vec{r}, t) + \vec{u}_s \times \vec{B}(\vec{r}, t)), \quad 3.21$$

unde ρ_s este densitatea de sarcină a particulelor de sort s ($\rho_i = e n_i$ și $\rho_e = -e n_e$). Dacă se ține cont de agitația termică a particulelor plasmei, atunci apare o forță macroscopică datorată gradientului de presiune cinetică a cărei densitate este:

$$\vec{f}_{cin.} = -\nabla p_s \quad 3.22$$

Presiunea cinetică p_s poate fi calculată din ecuația de stare a gazului ideal, aplicată aici componentelor electronică și ionică ale plasmei:

$$p_s = n_s k_B T_s, \quad s = e, i, \quad 3.23$$

unde k_B este constanta lui Boltzmann, iar T_s temperatura particulelor de sort s . Dacă se consideră transformări izoterme în cursul mișcării fluidului, atunci densitatea de forță cinetică se poate exprima prin :

$$\vec{f}_{cin.} = -k_B T_s \nabla n_s, \quad s = e, i \quad 3.24$$

Neglijând forța de vâscozitate datorată ciocnirilor dintre particulele de același sort, trebuie totuși să ținem cont de faptul că diferitele componente ale plasmei se pot afla în mișcare relativă unele față de altele și, ca urmare a ciocnirilor dintre particulele lor, are loc un schimb macroscopic de impuls între ele. Considerând dominante ciocnirile dintre particulele încărcate și componenta neutră a plasmei, atunci densitatea de forță datorată transferului de impuls de la componentele încărcate electric la componenta neutră este:

$$\vec{f}_{trns.} = \nu_{sn} m_s n_s (\vec{u}_s - \vec{u}_n), \quad s = e, i, \quad 3.25$$

unde $\vec{u}_n$ este viteza macroscopică a componentei neutre a plasmei și ν_{sn} este frecvența ciocnirilor elastice dintre particulele încărcate de sort s și particulele neutre. În cele mai multe cazuri viteza $\vec{u}_n$ se poate neglija, componenta neutră considerându-se imobilă. Utilizând expresiile 3.22, 3.24 și 3.25 ale componentelor densității de forță, ecuațiile de mișcare a fluidelor ionic și electronic se pot scrie sub forma:

$$m_s n_s \left(\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \vec{u}_s \cdot \nabla \vec{u}_s \right) = \pm e n_s (\vec{E} + \vec{u}_s \times \vec{B}) - k_B T_s \nabla n_s - \nu_{st} n_s m_s (\vec{u}_s - \vec{u}_n), \quad s = i, e \quad 3.26$$

După cum se poate observa, ecuațiile de continuitate 3.18 și 3.19 și ecuațiile de mișcare 3.26, conțin termeni a căror expresii sunt stabilite din considerente ale teoriei cinetice. Astfel frecvențele de ionizare și de transfer a impulsului pot fi calculate numai dacă se cunosc funcțiile de distribuție după viteze ale particulelor plasmei. Acest inconvenient se poate înlătura postulând distribuții de echilibru termodinamic Maxwell a particulelor plasmei. Ecuațiile de mișcare a fluidelor electronic și ionic sunt ecuații nelineare datorită termenilor pătratici care apar. Aceste ecuații de fluid trebuiesc completate cu ecuațiile lui Maxwell 3.2-5 pentru a obține un sistem de ecuații închis.

3.2.2 Modelul unifluid sau modelul MHD

Există fenomene în care variațiile mărimilor macroscopice sunt lent variabile în timp (de joasă frecvență) care nu necesită tratarea separată a mișcării fluidelor electronic și ionic. Aceste fenomene pot fi descrise corect de un model mai simplu în care se consideră global plasma ca un singur fluid conductor. Mișcarea plasmei va fi descrisă în acest caz de așa-numiții parametri globali care se definesc pentru suma celor două fluide conductoare electronic și ionic care formează plasma.

Astfel, densitatea masică a fluidului conductor este:

$$\rho_m = m_i n_i + m_e n_e \quad 3.27$$

Ecuația de conservare a masei se poate scrie, neglijând producția de particule și recombinațiile, sub forma:

$$\frac{\partial \rho_m}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_m \vec{U}) = 0 \quad 3.28$$

Mișcarea macroscopică a fluidului este descrisă de viteza macroscopică a centrului de masă a particulei de fluid:

$$\vec{U} = \frac{m_i n_i \vec{u}_i + m_e n_e \vec{u}_e}{m_i n_i + m_e n_e} \quad 3.29$$

Datorită mișcării macroscopice a electronilor și ionilor, în plasmă apar curenți electrici a căror densitate totală de curent este:

$$\vec{j} = n_i e \vec{u}_i - n_e e \vec{u}_e \quad 3.30$$

Densitatea de curent este dată de legea lui Ohm care în ipoteza unei plasme izotrope și a unui efect Hall neglijabil se poate scrie sub forma:

$$\vec{j} = \sigma (\vec{E} + \vec{U} \times \vec{B}), \quad 3.31$$

unde σ este conductivitatea electrică a plasmei.

Datorită cvasineutralității plasmei, densitatea de sarcină electrică este nulă peste tot în fluid:

$$\rho_e = e(n_i - n_e) \approx 0 \quad 3.32$$

Din acest motiv, forța electrică nu este luată în considerare în ecuația de mișcare a fluidului conductor ca ansamblu. Neglijând vâscozitatea, în membrul drept al acuației de mișcare rămâne doar densitatea de forță magnetică $\vec{j} \times \vec{B}$ și

densitatea de forță, $-\nabla p$, datorată presiunii cinetice generate de ambele componente ale plasmei:

$$p = p_e + p_i \quad 3.33$$

Ecuația de mișcare a plasmei ca un fluid unic se poate scrie sub forma:

$$\rho_m \left(\frac{\partial \vec{U}}{\partial t} + \vec{U} \cdot \nabla \vec{U} \right) = -\nabla p + \vec{j} \times \vec{B} \quad 3.34$$

În multe situații de interes practic viteza macroscopică a plasmei este atât de mică încât componenta convectivă, $\vec{U} \cdot \nabla \vec{U}$, a derivatei temporale totale a vitezei, se poate neglija. Ca să înțelegem semnificația

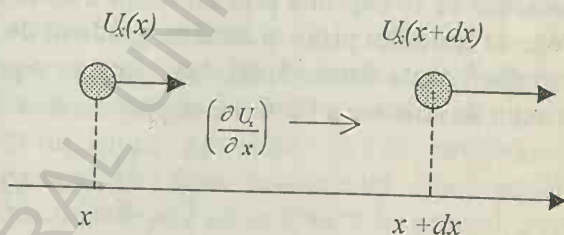


Figura 3.2 Variația convectivă a vitezei de curgere a unui fluid aflat în curgere staționară

acestei componente a derivatei vitezei, să considerăm curgerea staționară a plasmei, în care componenta locală a derivatei vitezei este nulă, $\partial \vec{U} / \partial t = 0$ iar după direcția axei Ox, presupunem că există un gradient de viteză. $\partial U_x / \partial x \neq 0$ (figura 3.2). Ca urmare a deplasării sale, particula de fluid își schimbă poziția cu $dx = U_x dt$, viteza ei suferind o modificare cu $dU_x = (\partial U_x / \partial x) dx = (\partial U_x / \partial x) U_x dt$, respectiv $d\vec{U} = (\vec{U} \cdot \nabla) \vec{U} dt$ de unde rezultă expresia componentei convective a derivatei temporale:

$$\left(\frac{d\vec{U}}{dt} \right)_{conv} = \vec{U} \cdot \nabla \vec{U} \quad 3.35$$

Dacă viteza de curgere, într-o plasmă cu gradienti mici de viteză, este mică atunci componenta convectivă a derivatei vitezei este neglijabil de mică deoarece ea se exprimă prin produsul a două mărimi mici. Cu alte cuvinte, trecerea fluidului printr-o zonă cu gradient de viteză este atât de lentă încât variația vitezei datorată acestui lucru se poate neglija. În aceste condiții ecuația de mișcare a fluidului se poate scrie sub forma:

$$\rho_m \left(\frac{\partial \vec{U}}{\partial t} \right) = -\nabla p + \vec{j} \times \vec{B} \quad 3.36$$

Un rezultat important pentru confinarea magnetică a plasmelor la temperaturi mari se obține considerând ecuația 3.36 pentru plasma staționară ($\partial \vec{U} / \partial t = 0$):

$$0 = -\nabla p + \vec{j} \times \vec{B}_0 \quad 3.37$$

Indicele adăugat inducției câmpului magnetic indică faptul că aceasta nu variază în timp. Ecuația 3.37 împreună cu ecuațiile *magnetostatice*,

$$\left\{ \begin{array}{l} \nabla \times \vec{B}_0 = \mu_0 \vec{j} \text{ și} \\ \nabla \cdot \vec{B}_0 = 0, \end{array} \right. \quad 3.38$$

$$3.39$$

constituie ecuațiile de bază a *magnetohidrostaticii*.

Pe baza ecuațiilor 3.37 și 3.39 se poate obține expresia presiunii generate de câmpul magnetic (problema 3.6):

$$p_m = \frac{B_0^2}{\mu_0} \quad 3.40$$

Ecuațiile magneto-hidrodinamici 3.28 (ecuația de conservare a masei), 3.31 (legea lui Ohm) și 3.34 (ecuația de mișcare) împreună cu ecuațiile lui Maxwell și cu ecuația de stare a fluidului,

$$p\rho_m^{-\gamma} = \text{const.}, \quad 3.41$$

formează un set de ecuații complete. Alte considerații referitoare la modelul de fluid al plasmei pot fi găsite consultând literatura recomandată la sfârșitul acestui capitol^{3.6-3.9}.

3.3 Modelul cinetic

După cum am văzut în paragrafele anterioare, modelul de fluid ia în considerare mișcarea individuală (mișcarea termică) a particulelor de un anumit sort din sistem printr-un singur parametru global, temperatura, distribuția după viteze a particulelor fiind considerată Maxwelliană. Deoarece ciocnirile dintre particulele de același sort sunt, în general, puțin numeroase, funcțiile după viteze ale particulelor plasmei pot să fie diferite, pentru un timp relativ lung, de funcțiile de distribuție la echilibru termodinamic. Din acest motiv în plasmă nu toate fenomenele pot fi descrise de modelul de fluid, existând fenomene a căror înțelegere necesită o descriere mai rafinată pe baza distribuțiilor după viteze a particulelor (model cinetic).

3.3.1 Funcția de distribuție după viteze

Am văzut în paragraful 2.3 că se poate face o descriere statistică a mișcării particulelor de un anumit sort cu ajutorul funcției de distribuție după viteze, $f_s(\vec{r}, \vec{v}, t)$, care conform relației 2.17 exprimă densitatea de particule în spațiul fazelor la momentul t . Acesta din urmă este considerat ca fiind un spațiu cu șase dimensiuni format prin extensia spațiului configurațiilor cu spațiul vitezelor, $(\vec{r}, \vec{v})$. Numărul de particule de sort s

dintr-un volum elementar $d\vec{r} \cdot d\vec{v} = dx dy dz \cdot dv_x dv_y dv_z$ din spațiul fazelor se poate scrie cu ajutorul funcției de distribuție după viteze astfel:

$$dN_s = f_s(\vec{r}, \vec{v}, t) d\vec{r} d\vec{v} \quad 3.42$$

Densitatea de particule de sort s din spațiul configurațiilor care au vitezele cuprinse în volumul $d\vec{v}$ din spațiul vitezelor este:

$$dn_s(\vec{r}, t) = f_s(\vec{r}, \vec{v}, t) d\vec{v} \quad 3.43$$

Integrând această relație pe întreg spațiul vitezelor, momentul zero al funcției de distribuție, obținem densitatea de particule din spațiul configurațiilor:

$$n_s(\vec{r}, t) = \iiint_V f_s(\vec{r}, \vec{v}, t) d\vec{v} \quad 3.44$$

Funcție de situațiile practice întâlnite putem face următoarea clasificare a distribuțiilor după viteze a particulelor:

- neomogene, $f_s(\vec{r}, \vec{v}, t)$, dependente de poziția în spațiul configurațiilor
- omogene, $f_s(\vec{v}, t)$, independente de poziția în spațiul configurațiilor
- neizotrope, $f_s(\vec{r}, \vec{v}, t)$, dependente de orientarea vectorului viteză
- izotrope, $f_s(\vec{r}, v, t)$, dependente numai de modulul vitezei
- nestationare $f_s(\vec{r}, \vec{v}, t)$, dependente de timp
- staționare $f_s(\vec{r}, \vec{v})$, independente de timp

Cazul cel mai simplu îl constituie cel al funcțiilor de distribuție omogene, izotrope și staționare, $f_s(v)$, ca cel al funcției Maxwell într-un sistem aflat la echilibru termodinamic (formula 2.24). În figura 3.3 se pot observa că liniile de nivel egal ale funcției de distribuție Maxwell în planul vitezelor (w_x, w_y) sunt cercuri concentrice. Aceasta presupune o mișcare termică cu viteze medii după direcțiile x și y egale ($w_{x0} = w_{y0}$ sau $T_x = T_y$). Există cazuri, ca cel al plasmei magnetizate, în care funcția de distribuție după viteze este anizotropă. În figurile 3.4 (a) și (b) sunt reprezentate liniile de

egal nivel a funcției de distribuție după viteze în planul (v_x, v_y) . Pentru o distribuție izotropă (a) aceste linii sunt cercuri concentrice, în timp ce pentru o distribuție anizotropă (b) acestea pot fi elipse concentrice. Aceste condiții sunt ilustrate de reprezentarea grafică a funcției de distribuție Maxwell după componentele vitezei după direcțiile x și y în figura 3.4.

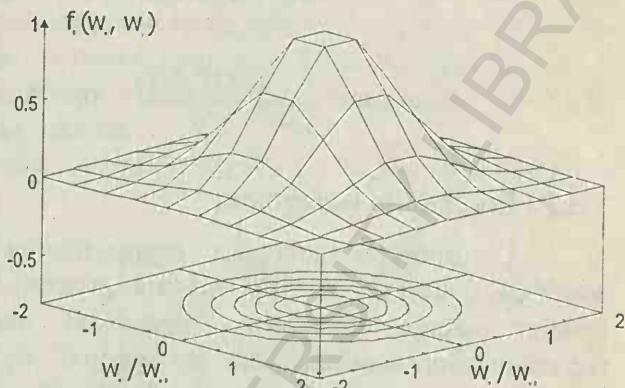


Figura 3.3 Reprezentarea tridimensională a funcției de distribuție maxwelliene izotrope în planul vitezelor (w_x, w_y) . $w_{x0} = w_{y0} = (2k_B T/m)^{1/2}$

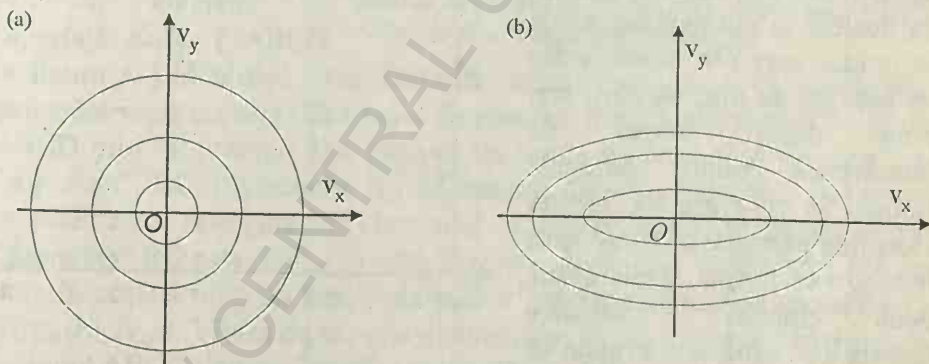


Figura 3.4 Linii de egală densitate în spațiul vitezelor bidimensional pentru o distribuție izotropă (a); o distribuție anizotropă (b); $v_{x0} = v_{y0}$ (a), $v_{x0} < v_{y0}$ (b)

Funcția de distribuție după viteze a particulelor unui sistem și derivatele ei de ordin unu se presupun a fi continue pe întreg spațiul fazelor. De asemenea, se consideră ca atât funcția cât și derivatele ei tind la zero atunci când vitezele tind la infinit:

$$\lim_{v_k \rightarrow \infty} f(\vec{r}, \vec{v}, t) = 0, \quad k = x, y, z \quad 3.45$$

$$\lim_{v_k \rightarrow \infty} \frac{\partial f(\vec{r}, \vec{v}, t)}{\partial v_k} = 0, \quad k = x, y, z \quad 3.46$$

3.3.2 Ecuția lui Boltzmann

Configurația punctelor reprezentative din spațiul fazelor se modifică continuu în timp datorită mișcării particulelor sub acțiunea forțelor externe, ciocnirilor, “dispariției” de particule ca urmare a recombinațiilor, a difuziei, etc. și “aparității” de noi particule produse prin ionizări. Ca urmare, funcția de distribuție după viteze, care exprimă densitatea de puncte reprezentative în spațiul fazelor, are o evoluție în timp guvernată de fenomenele specificate anterior.

Ecuția lui Maxwell-Boltzmann exprimă legea ce guvernează evoluția temporală a funcției de distribuție. Pentru a demonstra această ecuație vom considera modelul unei plasmă unidimensionale, în care particulele se pot deplasa numai

în lungul axei Ox . Considerăm un interval de timp dt mult mai lung decât timpul de interacțiune dintre particule (timpul în care are loc efectiv ciocnirea particulelor), dar scurt în raport cu timpul mediu dintre două ciocniri consecutive (acesta din urmă este evaluat ca inversul frecvenței medii de ciocnire a particulelor, $\tau_c = v_c^{-1}$), astfel încât în acest interval de timp fiecare particulă să fi suferit cel mult o ciocnire.

O complicație care ar putea limita valabilitatea raționamentelor noastre poate să apară în cazul ciocnirilor Coulombiene, care fiind intermedate de forțe de rază lungă,

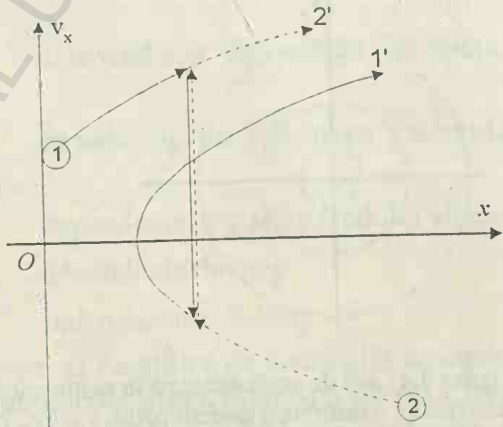


Figura 3.5 Traectoriile în spațiul fazelor pe durata de timp dt a doi electroni supuși unui câmp electric extern omogen.

sunt caracterizate prin timpi de interacțiune mari (cu atât mai mari cu cât traiectoriile inițiale a particulelor sunt mai depărtate). În fluidele dense și în cazurile în care forțele de interacțiune au rază lungă de interacțiune, în general, nu se poate găsi o valoare a intervalului de timp pentru care să fie satisfăcute condițiile impuse mai sus.

Traectoria particulelor în spațiul fazelor pe durata intervalului de timp dt poate fi imaginată sub forma unor linii curbate de acțiunea forțelor externe (figura 3.5) care au cel mult un punct de discontinuitate datorat interacțiunilor interne (ciocnirilor). Să considerăm un elementul de "volum" din spațiul fazelor (x, v_x) , reprezentat printr-un element de suprafață $dx dv_x$ (ABCD

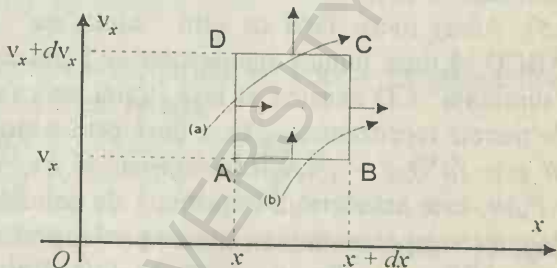


Figura 3.6 Mișcarea punctelor reprezentative în spațiul fazelor prin elementul de volum ABCD. Traectoriile intră în elementul de volum prin "suprafețele" DA și AB și ies prin "suprafețele" BC și CD

în figura 3.6) în planul Oxv_x . Datorită vitezelor lor ($v_x > 0$), traiectoriile punctelor reprezentative în spațiul fazelor vor intra în elementul de volum ABCD prin "suprafața" DA [traectoria (a) în figura 3.6] și vor ieși prin "suprafața" BC [traectoria (b) în aceeași figură]. Numărul de puncte reprezentative care părăsesc elementul de volum ABCD în timpul dt prin "suprafața" BC este $(dN)_{BC} = -f(x+dx, v_x, t)v_x dv_x dt$. Prin "suprafața" DA vor intra în același timp un număr de puncte reprezentative egal cu $(dN)_{DA} = f(x, v_x, t)v_x dv_x dt$. Viteza de variație a numărului de puncte reprezentative din volumul ABCD datorită mișcării particulelor va fi:

$$\left(\frac{dN}{dt}\right)_{w_x} = \frac{(dN)_{DA} + (dN)_{BC}}{dt} =$$

$$= [f(x, v_x, t) - f(x + dx, v_x, t)]v_x dv_x = -\frac{\partial f}{\partial x} v_x dx dv_x$$

3.47

Observăm că variația $(dN/dt)_{v_x}$ este nenulă numai în cazul existenței unui gradient de densitate de particule în spațiul configurațiilor ($df/dx \neq 0$). Astfel, acest termen exprimă variația numărului de particule reprezentative din spațiul fazelor datorită gradientului de densitate.

Să presupunem că asupra particulelor acționează un câmp extern de forțe care are ca rezultat accelerarea acestora ($F_x > 0$), astfel încât traiectoriile particulelor sunt curbate în sensul creșterii vitezei (vezi figura 3.5). Acest lucru face ca prin "suprafața" AB a elementului de volum ABCD să intre puncte reprezentative [traiectoria (b) în figura 3.6] iar prin "suprafața" CD acestea să iasă [traiectoria (a) în aceeași figură]. Numărul de puncte reprezentative care intră prin suprafața AB în intervalul de timp dt este $(dN)_{AB} = f(x, v_x)(dv_x/dt)dxdt = f(x, v_x)a_x dxdt$, unde $a_x = (dv_x/dt) = F_x/m$, este accelerația imprimată de acțiunea forței externe F_x . Numărul de puncte reprezentative care ies prin suprafața CD în intervalul de timp dt este $(dN)_{CD} = -f(x, v_x + dv_x)a_x dxdt$. Ca urmare viteza de variație a numărului de particule din elementul de volum ABCD datorită acțiunii forței externe F_x va fi:

$$\begin{aligned} \left(\frac{dN}{dt} \right)_{F_x} &= \frac{(dN)_{AB} + (dN)_{CD}}{dt} = \\ &= [f(x, v_x, t) - f(x, v_x + dv_x, t)] a_x dx = - \left(\frac{\partial f}{\partial v_x} \right) \frac{F_x}{m} dv_x dx \end{aligned} \quad 3.48$$

În timpul dt , datorită ciocnirilor dintre particulele plasmei, vor exista puncte reprezentative ale particulelor care inițial erau reprezentate prin puncte în afara elementului de volum ABCD și care intră în acesta, după cum vor exista puncte reprezentative inițial în elementul de volum ABCD care datorită ciocnirilor vor ieși din acesta în același intervalul de timp. Viteza de variație a numărului de puncte reprezentative din elementul de volum $dx dv_x$ datorită ciocnirilor se poate scrie generic sub forma:

$$- \left(\frac{dN}{dt} \right)_c = \left(\frac{\delta f}{\delta t} \right)_c dx dv_x, \quad 3.49$$

unde $(\delta f / \delta t)_c$ exprimă viteza de variație a densității de puncte reprezentative în spațiul fazelor datorită ciocnirilor. Expresia concretă a termenului $(\delta f / \delta t)_c$ rămâne a se stabili pentru fiecare caz particular în parte.

În final, putem exprima viteza de variație a numărului de puncte reprezentative în volumul elementar $dx dv_x$ ca:

$$\frac{dN}{dt} = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right) dx dv_x \quad 3.50$$

Făcând bilanțul vitezelor de variație a numărului de puncte reprezentative din elementul de volum ABCD obținem relația:

$$\frac{dN}{dt} = \left(\frac{dN}{dt} \right)_{v_x} + \left(\frac{dN}{dt} \right)_{F_x} + \left(\frac{dN}{dt} \right)_c$$

Folosind expresiile 3.47-50 ale acestor viteze obținem ecuația Maxwell-Boltzmann unidimensională:

$$\left[\frac{\partial f}{\partial t} + v_x \frac{\partial f}{\partial x} + \frac{F_x}{m} \frac{\partial f}{\partial v_x} = \left(\frac{\delta f}{\delta t} \right)_c \right] \quad 3.51$$

În aproximația plasmei necolizionale, termenul de ciocniri este nul, în acest caz folosindu-se ecuația Vlasov:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v_x \frac{\partial f}{\partial x} + \frac{F_x}{m} \frac{\partial f}{\partial v_x} = 0 \quad 3.52$$

Într-un mod analog celui de mai sus, făcând bilanțul variațiilor numărului de puncte reprezentative dintr-un volum elementar $d\vec{r} \cdot d\vec{v}$ din spațiul fazelor datorate mișcării particulelor, acțiunii forțelor externe și ciocnirilor, se obține ecuația Boltzmann tridimensională:

$$\left[\frac{\partial f}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla_r) f + \frac{\vec{F} \cdot \nabla_v}{m} f = \left(\frac{\delta f}{\delta t} \right)_c \right] \quad 3.53$$

unde

$$\vec{v} \cdot \nabla_r = v_x \frac{\partial}{\partial x} + v_y \frac{\partial}{\partial y} + v_z \frac{\partial}{\partial z} \text{ și}$$

$$\vec{F} \cdot \nabla_v = F_x \frac{\partial}{\partial v_x} + F_y \frac{\partial}{\partial v_y} + F_z \frac{\partial}{\partial v_z}.$$

Primul termen din membrul stâng al ecuației 3.52 exprimă derivata locală, în timp ce suma următorilor doi termeni exprimă derivata convectivă a densității fluidului fazic. Suma lor exprimă derivata totală a densității de fluid fazic într-un sistem de referință ce se deplasează odată cu particula de fluid fazic:

$$\frac{df}{dt} = \frac{\partial f}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla_r + \vec{a} \cdot \nabla_v) f \quad 3.54$$

Astfel, în absența ciocnirilor ecuația Maxwell-Boltzmann este o expresie a teoremei Louville de conservare a densității fluidului fazic:

$$\frac{df}{dt} = 0 \quad 3.55$$

Probleme

- 3.1 Să se estimeze intensitatea câmpului electric echivalent forțelor de greutate ce acționează asupra particulelor unei plasmă de laborator. Folosind rezultatul obținut să se justifice de ce în ecuația de mișcare a electronilor și ionilor plasmă se pot neglija forțele gravitaționale. Aproximația $\vec{g}=0$ este valabilă și în cazul plasmelor stelare?
- R: $E_{ech} = m_e g / e = 5,68 \cdot 10^{-11} \text{ V/m}.$

- 3.2 Să se găsească relațiile între densitățile și vitezele macroscopice a fluidelor electronic și ionic și funcțiile de distribuție după viteze ale acestora.

$$\text{R: } n(\vec{r}, t) = \iiint_W f(\vec{r}, \vec{v}, t) d\vec{v}; \quad n(\vec{r}, t) \cdot \vec{u}(\vec{r}, t) = \iiint_W \vec{v} f(\vec{r}, \vec{v}, t) d\vec{v}$$

- 3.3 Folosind relațiile stabilite în problema precedentă, să se deducă ecuațiile de mișcare a fluidelor electronic și ionic, 3.26, ca ecuații de moment 1 a ecuației Boltzmann, 3.53.

- 3.4 Expresia coeficientul de difuzie liberă a electronilor, D_e , în plasma slab ionizată este, în modelul cinetic și în aproximația gradientilor mici

de densitate, :

$$D_e = \frac{4\pi}{3} \frac{1}{n_e} \int_0^\infty f(v) \frac{v^4}{v_{en}(v)} dv,$$

unde n_e este densitatea electronilor, $f(v)$, funcția de distribuție a electronilor normată la n_e , și $v_{en}(v)$, frecvența ciocnirilor elastice-electron neutru. Să se arate că, dacă $f(v)$ este Maxwelliană și funcția v_{en} este independentă de viteză (constantă), relația de mai sus devine bine cunoscuta expresie a coeficientului de difuzie liberă a electronilor în modelul de fluid, $D_e = k_B T_e / m_e \nu_{en}$.

- 3.5 Considerând funcția de distribuție în spațiul fazelor electronic ca o funcție de 6 coordonate, trei în spațiul configurațiilor și trei în spațiul vitezelor, și utilizând formalismul matematic al derivatei totale a acestei funcții să se deducă ecuația Boltzmann tridimensională, 3.53.
- 3.6 Să se demonstreze expresia presiunii magnetice pe baza ecuațiilor 3.37 și 3.39.

Bibliografie

- 3.1 M Sanduloviciu, *Mecanică, curs multiplicat*, (Univ. "Al. I. Cuza" Iasi, 1983).
- 3.2 E Carafoli, V N Constantinescu, *Dinamica fluidelor incompresibile*, (Ed. Acad. R. S. R., București, 1981).
- 3.3 F F Chen, *Introduction to Plasma Physics* (Plenum Press, NY, London, 1974)
- 3.4 I I Popescu, I Iova, E Toader, *Fizica plasmei și aplicații* (Ed. Did. și Pedagogică București, 1981)
- 3.5 T J M Boyd, J J Sanderson, *Plasma Dynamics* (Nelson 1969)
- 3.6 J L Shohet, *The Plasma State* (Academic Press, NY 1971)
- 3.7 N A Krall, T W Trivelpiece, *Principles of Plasma Physics* (Mc Grow Hill, NY 1973)
- 3.8 S R Seshadri, *Fundamentals of Plasma Physics* (Am. Elsevier Publ. Comp. NY 1973)
- 3.9 T J M Boyd and J J Sanderson, *Plasma Dynamics* (Nelson 1969)

4 Metode de diagnoză a plasmei

După cum s-a arătat în capitolul 2, plasma este caracterizată de un număr relativ mare de parametri, valoarea unora dintre ei, cum ar fi temperatura și densitatea, putând varia într-un domeniu foarte larg de valori. Tehnicile și metodele de măsurare ale acestora constituie un capitol aparte numit diagnoza plasmei. Metodele de diagnoză folosite în fizica plasmei diferă între ele prin principiile fizice și modelele teoretice ale plasmei pe care le folosesc^{4.1, 4.2}. Domeniul este atât de complex și de vast încât în cele ce urmează ne vom limita la câteva metode de diagnoză mai des folosite în măsurarea parametrilor diferitelor plasmă întâlnite în laborator și natură, și anume: sonda Langmuir, analizorul electrostatic ca metode electrice, măsurători relative ale intensităților liniilor spectrale și a lărgirii Doppler a acestora ca metode optice și măsurători de microunde.

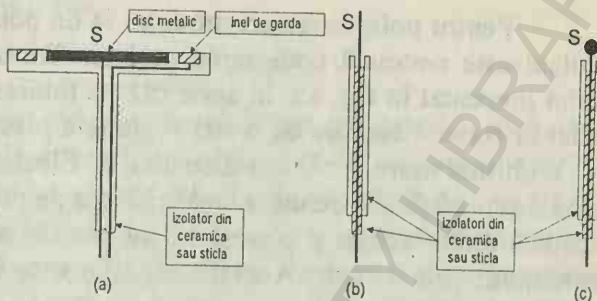
4.1 Metode electrice de diagnoză

Metodele electrice presupun introducerea în plasmă a unui sistem de electrozi metalici polarizați în mod controlat în vederea extragerii din plasmă a anumitor categorii de particule. După cum vom vedea, analiza fluxurilor de particule încărcate electric captate de electrozi, evidențiate prin intensități ale curenților electrici, poate furniza informații asupra unor parametri importanți ai plasmei. Metodele electrice au dezavantajul major că sunt perturbative. Introducerea electrozilor polarizați în plasmă poate perturba plasma, astfel încât valorile parametrilor măsurați să fie mult diferite de cele corespunzătoare plasmei neperturbate. Avantajul acestor metode este că sunt ieftine și relativ simple.

4.1.1 Sonda Langmuir, caracteristica curent-tensiune

Sonda Langmuir este un electrod metalic cu o suprafață activă care vine în contact cu plasma. Sonda Langmuir trebuie să aibă dimensiuni mult mai mici decât cele caracteristice volumului ocupat de plasmă. Funcție de geometria electrodului și a suprafeței sale active, există sonde plane, cilindrice și sferice (fig. 4.1). În cele ce urmează ne vom referi la modelul

Figura 4.1 Sonde Langmuir plană (a), cilindrică (b) și sferică (c).



cel mai simplu al sondei plane în plasma necolizională, model propus de Langmuir și Mott-Smith în 1926^{4,3}.

După cum am văzut în secțiunea 2.6, între suprafața unui electrod metalic, polarizat la un potențial diferit de cel al plasmei, și plasmă se formează o pătură de sarcini spațiale. Dacă electrodul este nelegat într-un circuit electric (adică flotant) atunci, de regulă, suprafața acestuia se încarcă la un potențial negativ față de plasmă, numit potențial flotant.

După cum am arătat în secțiunea 2.6.1 (formula 2.63), acest potențial se stabilește la valoarea pentru care densitățile de curent de electroni și ioni ce cad pe suprafața electrodului sunt egale, curentul net prin electrod fiind nul.

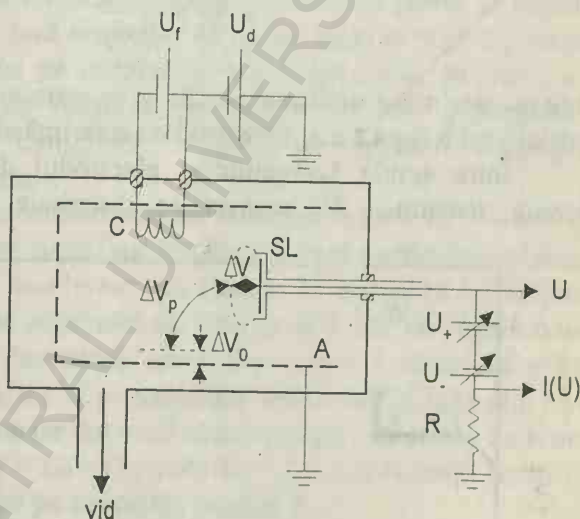


Figura 4.2 Schema circuitului electric de polarizare a sondei Langmuir (SL) în vederea trasării caracteristicii curent-tensiune, $I(V)$, în plasma confinată multipolar a unei descărcări electrice cu catod cald. C - catod (filament încălzit la termoeemisie; A - anod pe suprafața căruia au fost montate șiruri de magneți permanenți; U_f - sursă de curent continuu pentru încălzirea filamentului; U_d - sursă de curent continuu pentru întreținerea descărcării; U_+ și U_- surse de curent continuu pentru polarizarea SL; R - rezistor de valoare mică de pe care se culege semnalul de curent, $I(V)$

Pentru polarizarea electrodului la un potențial diferit de potențialul flotant este necesară conectarea acestuia într-un circuit electric de felul celui prezentat în fig. 4.2. În acest caz se folosește un electrod de referință aflat în contact electric cu o altă regiune a plasmei pe o suprafață de arie, S_0 , mult mai mare decât cea a sondei, S . Electrodul de referință trebuie să aibă o suprafață atât de mare încât căderea de potențial pe stratul de sarcină spațială dintre acesta și plasmă să fie practic independentă de intensitatea curentului prin circuit. Această condiție este îndeplinită dacă (problema 4.1):

$$\frac{S_0}{S} > \sqrt{\frac{m_i}{m_e}}, \quad (4.1)$$

unde m_i este masa unui ion pozitiv și m_e este masa unui electron. În cazul instalației din fig. 4.2 acest electrod de referință este anodul descărcării.

Între sonda Langmuir și electrodul de referință se aplică din exterior tensiunea U , aceasta se distribuie pe sarcinile spațiale ale

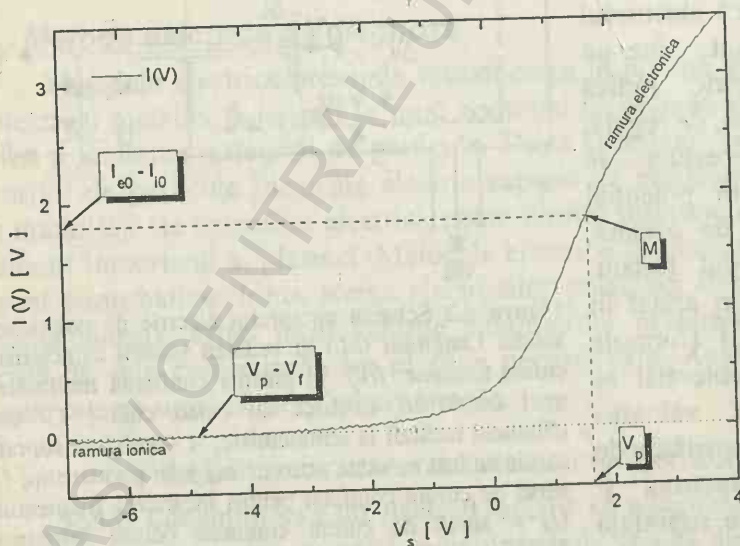


Figura 4.3 Caracteristica $I(V)$ a unei sonde cilindrice ($l = 10$ mm, $\phi = 0,2$ mm) în plasma cu confinare magnetică multipolară (argon, $I_d = 80$ mA, $p = 5 \times 10^{-4}$ torr, $V_p = 1,6$ V, $V_f = 6,6$ V).

electrozilor și în plasmă, așa încât:

$$U = \Delta V_0 + \Delta V_p + \Delta V,$$

4.2

unde ΔV_0 , ΔV_p și ΔV sunt căderile de potențial pe sarcina spațială a electrodului de referință, în plasmă și, respectiv, pe sarcina spațială a sondei Langmuir. În condițiile în care căderile de potențial ΔV_0 și ΔV_p nu depind de intensitatea curentului electric prin circuitul de polarizare a sondei Langmuir, se obține caracteristica curent-tensiune a acesteia variind continuu tensiunea $U_+ + U$ la bornele surselor conectate în circuitul sondei și înregistrând cu un microampermetru valoarea intensității curentului electric prin circuit. Caracteristica curent-tensiune $I(V)$ poate fi obținută direct de un inscriptor XY dacă semnalul de curent este cules pe un rezistor de valoare mică și introdus pe intrarea Y a inscriptorului, pe intrarea X fiind introdus semnalul de tensiune. În figura 4.3 este prezentată o caracteristică de sondă Langmuir obținută cu ajutorul montajului experimental prezentat mai sus.

În cazul în care potențialul sondei este egal cu cel al plasmei din vecinătatea sa ($V_s = V_p$), pe suprafața sondei vor veni particulele plasmei, electroni și ioni, fără a fi accelerate sau frânate în mișcarea lor termică. Această situație corespunde punctului de inflexiune M de pe caracteristica $I(V)$. Datorită faptului că densitatea curentului termic a electronilor este mult mai mare decât a celui ionic, pe suprafața sondei vor ajunge mai mulți electroni decât ioni și ca urmare curentul electric captat de sondă va fi unul preponderent electronic, $I_M = I_{e0} - I_{i0}$, unde I_{i0} și I_{e0} sunt curenții termici ai electronilor, respectiv ionilor pe suprafața sondei, S .

La potențiale pozitive față de plasmă, $V_s > V_p$, se obține ramura electronică a caracteristicii de sondă deoarece electronii vor fi accelerați în sarcina spațială negativă formată între sondă și plasmă în timp ce ionii pozitivi vor fi respinși.

La potențiale negative față de plasmă, $V_s < V_p$, electronii sunt respinși de sondă și pe suprafața acesteia reușesc să ajungă numai cei care în plasmă au energie cinetică suficient de mare pentru a efectua lucrul mecanic al forței de respingere a câmpului electric al sarcinii spațiale pozitive ce se formează în acest caz între sondă și plasmă. Pentru potențiale ale sondei din ce în ce mai negative, din ce în ce mai puțini electroni ajung

pe suprafața acesteia, așa încât intensitatea curentului electronic captat de sondă scade. Atunci când se aplică sondei un potențial negativ față de plasmă egal cu potențialul flotant, $V_s = V_p - V_f$, intensitatea curentului de sondă devine nulă, în această situație realizându-se echilibrul curenților electronic și ionic captați de sondă, $I = I_e - I_i = 0$. Spre potențiale și mai negative ale sondei, sunt respinși și electronii cei mai energetici ai plasmei, astfel încât rămâne dominant curentul dat de ionii pozitivi accelerați spre suprafața sondei. Se obține astfel ramura corespunzătoare saturației ionice a caracteristicii de sondă.

Pentru a găsi expresia teoretică a intensității curentului electric funcție de potențialul sondei, $I(V)$, vom face următoarele ipoteze simplificatoare:

- 1) în absența sondei plasma este omogenă și izotropă, iar funcțiile de distribuție după viteze ale electronilor și ionilor sunt Maxwelliene (în general în plasmă de temperatură joasă este satisfăcută inegalitatea: $T_e \gg T_i$);
- 2) particulele încărcate electric care ajung la suprafața sondei nu sunt reflectate, nu produc efecte de emisie secundară și nu reacționează chimic cu materialul sondei;
- 3) electronii ajunși pe suprafața sondei trec în rețeaua cristalină a metalului contribuind la intensitatea curentului de sondă cu valoarea I_e
- 4) ionii pozitivi ajunși la suprafața sondei se recombina cu electronii rețelei cristaline a metalului contribuind la intensitatea curentului de sondă cu valoarea $-I_i$;
- 5) sarcina electrică spațială formată între sondă și plasmă se întinde pe o distanță mult mai mică decât dimensiunea caracteristică a sondei (raza sondelor sferice și cilindrice sau diametrul sondei plane sub formă de disc), astfel încât aria suprafeței de colectare a particulelor din plasmă poate fi aproximată cu aria suprafeței sondei;
- 6) drumurile libere medii ale electronilor și ionilor sunt mult mai mari decât grosimea păturii de sarcini spațiale, astfel încât ciocnirile pot fi neglijate în calculul curenților I_e și I_i . Ținând cont că grosimea păturii de sarcină spațială este de ordinul câtorva lungimi Debye, această condiție revine la inegalitatea $\lambda_{e,i} \gg \lambda_D$.

Pentru cazul sondei plane, polarizată la un potențial negativ față de plasmă, $V_s < V_p$, în condițiile valabilității ipotezelor de mai sus, putem exprima intensitatea curentului electric de sondă ca fiind:

$$I_s = I(V_s) = I_e - I_i = I_{e0} \exp\left[-e(V_p - V_s)/k_B T_e\right] - I_{i0}, \quad V_s < V_p \quad 4.3$$

unde I_{e0} și I_{i0} sunt intensitățile curentilor electronic și, respectiv, ionic colectați de suprafața S a sondei polarizate la potențialul plasmei. În limita ipotezelor de mai sus, intensitățile I_{e0} și I_{i0} sunt date de produsul densității de curent termic a particulelor respective (ecuațiile 2.34-35) și aria suprafeței de colectare a acestora care, în ipotezele făcute mai sus, poate fi considerată aceeași cu aria suprafeței sondei):

$$I_{0s} = j_{0s} S = \frac{1}{4} en_s \langle v_s \rangle S = en_s S \sqrt{\frac{k_B T_s}{2\pi m_s}}, \quad s = e, i \quad 4.4$$

La o polarizare a sondei la un potențial electric pozitiv față de plasmă, $V_s > V_p$, toți electronii care vin dinspre plasmă spre suprafața sondei sunt captați de către aceasta, componenta electronică a curentului de sondă rămânând I_{e0} . În acest caz, între sondă și plasmă se formează o pătură de sarcini spațiale negative în care ionii pozitivi sunt frânați, astfel că intensitatea curentului ionic scade exponențial odată cu creșterea potențialului V_s . Intensitatea totală a curentului de sondă se scrie în acest caz sub forma:

$$I_s = I_{e0} - I_{i0} \exp\left[-e(V_s - V_p)/k_B T_i\right], \quad V_s > V_p \quad 4.5$$

În figura 4.4 sunt reprezentate, conform expresiilor 4.3 și 4.5 graficele intensității totale a curentului de sondă și a componentelor sale electronică și ionică în funcție de potențialul de polarizare a sondei pentru cazul unei plasmă cu potențialul $V_p = 0$, pentru care s-a ținut cont de faptul că $I_{i0} \ll I_{e0}$ și că $T_i \ll T_e$ (plasmă rece).

În realitate, datorită creșterii ariei suprafeței de colectare a particulelor plasmei odată cu creșterea căderii de potențial din strat ($V_s - V_p$), regiunile de saturație electronică și ionică ($I_s = I_{e0}$ pentru $V_s \gg V_p$ și respectiv, $I_s = -I_{i0}$ pentru $V_s \ll V_p$) nu sunt obținute niciodată. Odată cu creșterea căderii de potențial în pătura de sarcină spațială, crește și

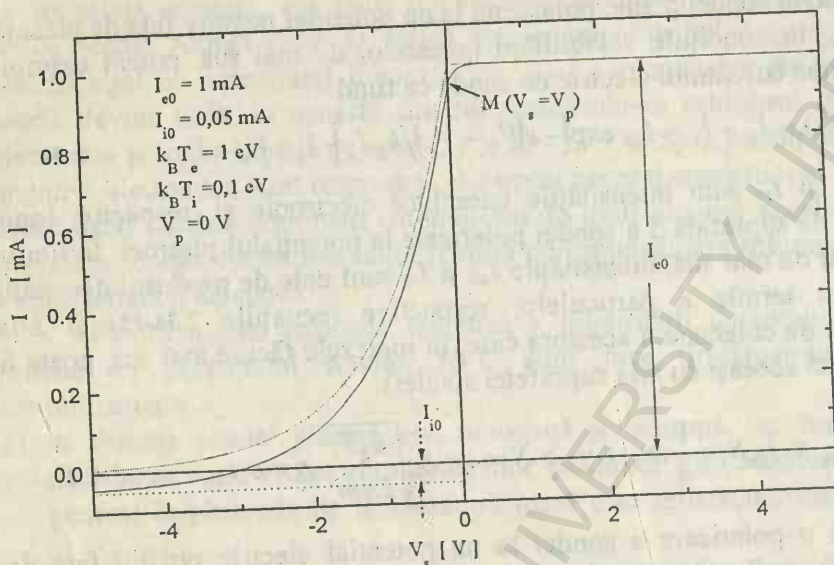


Figura 4. 4 Caracteristica curent-tensiune ideală a unei sonde plane într-o plasă cu potențialul $V_p = 0$.

grosimea acestei păruți, fapt care duce la creșterea ariei suprafeței de colectare a particulelor plasmei. Acest efect este mult mai pronunțat la sondele sferică și cilindrică. În cazul sondei plane, efectul poate fi diminuat prin utilizarea unui inel de gardă polarizat la același potențial cu sonda (figura 4.1). Utilizarea modelului Langmuir a sondei plane în interpretarea caracteristicii curent-tensiune a acestora necesită o examinare atentă a modului în care ipotezele 1-6 sunt îndeplinite. Alte modele referitoare la sondele cilindrice și sferice și la condițiile de folosire a lor se pot găsi în referințele ^{4.4, 4.5}.

4.1.2 Determinarea temperaturii și densității electronilor cu ajutorul sondei Langmuir

Odată obținută caracteristica de sondă, $I_s(V_s)$, prin prelucrarea acesteia, în condițiile modelului Langmuir, se pot obține cu ușurință cel puțin doi parametri ai plasmei, temperatura și densitatea electronilor. Astfel, în regiunea valorilor negative a potențialului de polarizare a sondei,

față de potențialul plasmei ($V_s < V_p$), intensitatea curentului electric de sondă scade exponențial odată cu creșterea tensiunii $V_s - V_p$ în stratul de sarcină spațială pozitivă format între sondă și plasmă. Aceasta înseamnă că, neglijând contribuția curentului ionic, lucru care este posibil deoarece acesta este mic în raport cu intensitatea curentului electronic și are o variație slabă cu tensiunea $V_s - V_p$, caracteristica $I_s(V_s)$ în reprezentare semilogaritmică este o dreaptă a cărei pantă este $e/k_B T_e$. În figura 4.5 este prezentată în reprezentare semilogaritmică caracteristica $I_s(V_s)$ din figura 4.3. Se poate observa un intervalul de valori ale potențialului de polarizare a sondei, $[-1, 1,5]$ V, în care logaritmului natural al intensității curentului de sondă are o dependență liniară de V_s . Această dependență liniară se obține numai în cazul în care funcția de distribuție după viteze a electronilor este Maxwelliană.

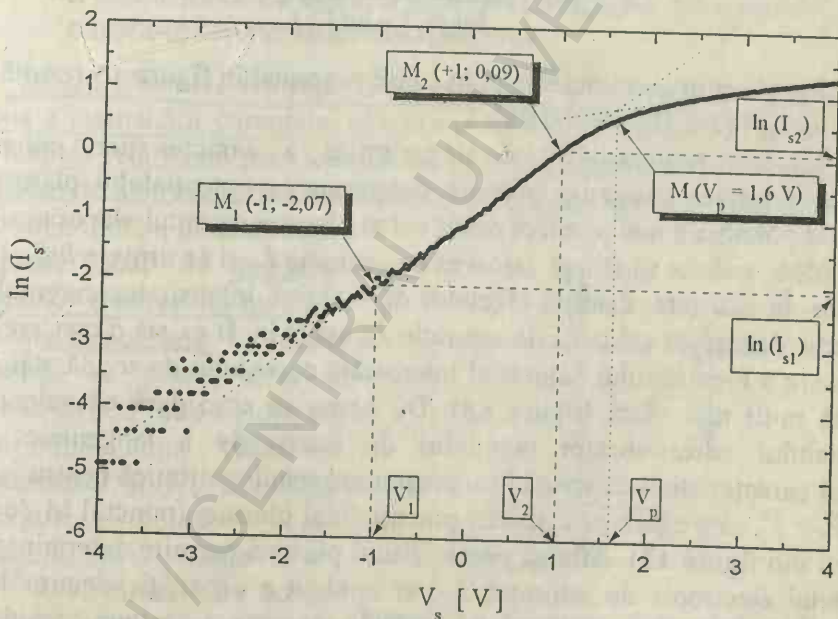


Figura 4.5 Reprezentarea semilogaritmică a caracteristicii curent-tensiune a sondei Langmuir în plasma cu confinare magnetică multipolară.

În plasmăle descărcărilor electrice această condiție este destul de rar întâlnită. În cazul plasmei cu confinare magnetică multipolară se observă existența a cel puțin două grupe de electroni cu distribuții după

viteze Maxwelliene. Acest lucru este pus în evidență de schimbarea pantei dependenței liniare a logaritmului natural a intensității curentului de sondă la potențiale mai negative (sub -1 V în figura 4.5). Considerând două puncte M_1 și M_2 de pe porțiunea liniară a graficului și utilizând formula 4.3 în care neglijăm componenta ionică, I_{i0} , a curentului de sondă obținem următoarea expresie pentru panta graficului:

$$\operatorname{tg}(\alpha) = \frac{\ln(I_{s2}) - \ln(I_{s1})}{V_{s2} - V_{s1}} = \frac{e}{k_B T_e} \quad 4.6$$

Dacă exprimăm temperatura direct în eV atunci putem rescrie formula 4.6 astfel:

$$k_B T_e (\text{eV}) = \frac{V_{s2} - V_{s1}}{\ln(I_{s2}) - \ln(I_{s1})}, \quad 4.7$$

unde V_{s2} și V_{s1} sunt exprimate în V. În cazul prezentat în figura 4.5 rezultă o valoare $k_B T_e = (2/2,16) \text{ eV} = 0,93 \text{ eV}$.

Metoda reprezentării semilogaritmice a caracteristicii curent-tensiune a sondei Langmuir permite determinarea potențialului plasmiei. Astfel, la potențiale mai pozitive decât cel al plasmiei curentul electronic, la modul ideal, trebuie să atingă valoarea de saturație I_{e0} și ca urmare $\ln(I_{e0}) = \text{constant}$. În realitate, datorită efectelor de margini, intensitatea curentului electronic depășește valoarea de saturație I_{e0} astfel încât există o creștere în continuare a logaritmului natural al intensității curentului de sondă, dar cu o pantă mult mai mică (figura 4.5). De aceea se consideră că valoarea potențialului corespunzător punctului de intersecție a tangentelor la graficul caracteristicii de sondă în reprezentare semilogaritmă pentru $V_s < V_p$ și $V_s > V_p$ este egală cu valoarea potențialului plasmiei (punctul M de pe graficul din figura 4.5). Aflarea potențialului plasmiei permite determinarea curentului electronic de saturație, I_{e0} , și implicit a densității electronilor. Astfel, neglijând valoarea curentului ionic de saturație, I_{i0} , putem considera cu bună precizie că intensitatea curentului electric de sondă la potențialul plasmiei este, $I_s(V_p) = I_{e0}$. Folosind formula 4.4, pe baza valorii determinate prin metoda descrisă mai sus a temperaturii electronilor, se poate calcula densitatea electronilor plasmiei conform relației:

$$n_e = \frac{I_s(V_p)}{eS} \sqrt{\frac{2\pi m_e}{k_B T_e}} \quad 4.8$$

O relație practică de calcul este:

$$n_e (\text{cm}^{-3}) = 3,74 \cdot 10^8 \frac{I_{e0} (\text{mA})}{S (\text{cm}^2) \cdot \sqrt{k_B T_e (\text{eV})}} \quad 4.9$$

Pentru cazul caracteristicii prezentate în figura 4.5, se obține $n_e = 1,1 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ (problema 4.2). Calcule mai precise trebuie să ia în considerare contribuția curentului ionic.

4.1.3 Determinarea funcției de distribuție după energia cinetică a electronilor cu ajutorul derivatei a doua a caracteristicii curent-tensiune a sondei Langmuir

Pentru plasmă izotropă, Druyvesteyn^{4.6} a demonstrat că derivata a doua a intensității curentului electronic al sondei Langmuir, polarizată la potențiale retardante pentru electroni ($V_s < V_p$), poate da informații asupra funcției de distribuție după energia cinetică a electronilor. Pentru plasmă izotropă funcția de distribuție depinde doar de modulul vitezelor electronilor nu și de orientarea acestora. În aceste condiții se poate scrie o relație directă între funcția de distribuție după viteze a electronilor, $f(v)$ și cea după energiile cinetice ale acestora, $F(u)$, unde $u = m_e v^2/2$. Legătura între aceste funcții este ilustrată de relația:

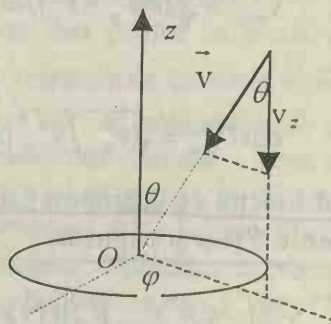


Figura 4.6 Geometria sistemului sondă plană-plasmă în coordonate sferice

$$n_e = 4\pi \int_0^\infty f(v) v^2 dv = 4\pi \sqrt{\frac{2}{m_e^3}} \int_0^\infty f(u) \sqrt{u} du = \int_0^\infty F(u) du, \quad 4.10$$

unde funcția $f(u)$ rezultă prin schimbarea de variabilă $u = m_e v^2/2$ în expresia funcției $f(v)$ și este întâlnită în literatură sub denumirea de funcția de probabilitate a vitezei electronilor^{4,7}.

Folosind modelul cinetic pentru electroni, exprimăm intensitatea curentului electronic captat de sonda Langmuir polarizată la un potențial negativ față de plasmă, $V_s < V_p$, ca:

$$I_e(V_s) = eS \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{v_{z\min}}^{+\infty} v_z f(v_x, v_y, v_z) dv_x dv_y dv_z, \quad 4.11$$

unde v_z este componenta vitezei pe direcția perpendiculară pe suprafața sondei, $v_{z\min}$ este valoarea minimă a componente vitezei v_z a electronilor care au suficientă energie cinetică pentru a ajunge pe suprafața sondei, $v_{z\min} = [2e(V_p - V_s)/m_e]^{1/2}$. Din motive de simetrie, este preferabil să utilizăm coordonate sferice în expresia 4.11 (fig. 4.6). Considerând $v_z = v \cos \theta$, $f(v_x, v_y, v_z) = f(v, \theta, \varphi)$ și $dv_x dv_y dv_z = v^2 \sin \theta dv d\theta d\varphi$, se obține:

$$I_e = eS \int_{v_{\min}}^{+\infty} \int_{\theta_{\max}}^{\pi} \int_0^{2\pi} v \cos \theta f(v, \theta, \varphi) v^2 \sin \theta dv d\theta d\varphi, \quad 4.12$$

unde $v_{\min}$ și $\theta_{\max}$ sunt definiți prin relațiile:

$$v_{\min} = \sqrt{2e(V_p - V_s)/m_e}, \quad 4.13$$

și respectiv:

$$\cos \theta_{\max} = \sqrt{v_{\min}^2 / v^2}, \text{ pentru } v > v_{\min}. \quad 4.14$$

Considerând funcția de distribuție izotropă, $f(v, \theta, \varphi) = f(v)$, putem integra după unghiurile θ și φ și obținem:

$$I_e = 2\pi eS \int_{v_{\min}}^{+\infty} v^3 \left[(1 - \cos^2 \theta_{\max}) / 2 \right] f(v) dv = \pi eS \int_{v_{\min}}^{+\infty} v^3 \left(1 - v_{\min}^2 / v^2 \right) f(v) dv$$

Dacă schimbăm variabila de integrare la energia cinetică $u = m_e v^2/2$, obținem:

$$I_e = \frac{2\pi eS}{m_e^2} \int_{e(V_p - V_s)}^{+\infty} [u - e(V_p - V_s)] f(u) du \quad 4.15$$

Derivând de două ori expresia 4.15 a intensității curentului electronic, I_e , (problema 4.6) obținem următoarea relație:

$$\frac{\partial^2 I_e}{\partial V_s^2} = \frac{2\pi e^3 S}{m_e^2} f(u) \Big|_{u=e(V_p-V_s)} = \frac{Se^2}{4} \sqrt{\frac{2e}{m_e(V_p-V_s)}} F(u) \Big|_{u=e(V_p-V_s)} \quad 4.16$$

Odată obținute funcțiile $F(u)$ sau $f(u)$, se poate calcula densitatea electronilor cu ajutorul unor relații de tipul 2.19. Acest mod de a obține densitatea electronilor este singurul corect în cazul în care funcția de distribuție a electronilor plasmei nu este Maxwelliană. De asemenea se poate calcula energia cinetică medie a electronilor cu ajutorul relației:

$$\bar{\varepsilon} = \int_0^\infty F(u) u du / \int_0^\infty F(u) du \quad 4.17$$

Relația 4.17 permite calculul unei temperaturi efective a electronilor, T_{ef} , chiar dacă distribuția după energii a electronilor nu este Maxwelliană:

$$T_{ef} = \frac{2\bar{\varepsilon}}{3k_B} \quad 4.18$$

Practic, caracteristica curent-tensiune, $I(V_s)$, este derivată de două ori, considerându-se ca potențial al plasmei potențialul V_s pentru care derivata a I-a, $\partial I_e / \partial V_s$, are maxim sau pentru care derivata a II-a, $\partial^2 I_e / \partial V_s^2$, se anulează. Deoarece în regiunea de saturație ionică, $V_s < V_p$, intensitatea curentului ionic, I_i , variază lent cu potențialul de polarizare a sondei, V_s , în expresia 4.16 se ia în considerare derivata a doua a curentului total, neglijându-se contribuția curentului ionic. În figura 4.7 sunt prezentate, spre exemplificare, caracteristica $I(V_s)$ împreună cu derivatele sale de ordin I și II ale unei sonde Langmuir cilindrice în plasma coloanei pozitive a unei descărcări luminescente la presiunea de 1 Torr.

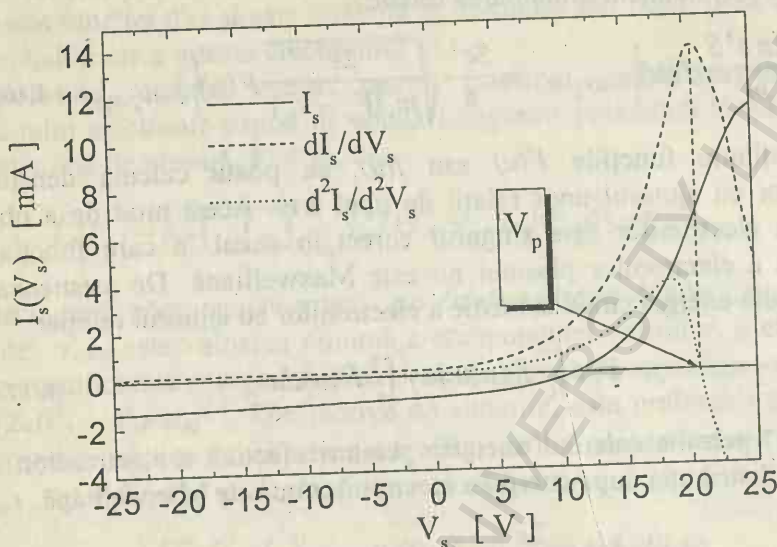


Figura 4. 7 Caracteristica curent-tensiune și derivatele sale pentru o sondă Langmuir cilindrică ($\phi = 0,1$ mm, $l = 2$ mm) în plasma coloanei pozitive a unei descărcări luminescente în heliu.

4.1.4 Analizorul electrostatic

Am văzut că intensitatea curentului colectat de sonda Langmuir este rezultatul contribuției componentelor electronică și ionică ale plasmei. O separare a contribuției acestor două componente se poate obține folosind un electrod grilă interpus între electrodul colector și plasmă și polarizat fie la un potențial suficient de negativ pentru a respinge electronii ($|V_g| \gg k_B T_e / e$), fie la un potențial suficient de pozitiv pentru a respinge ionii. Dispozitivul astfel format poartă denumirea de analizor electrostatic. În figura 4.8 este prezentat schematic un astfel de dispozitiv cu grila, G, polarizată negativ față de plasmă. Colectorul poate acționa doar asupra particulelor care au pătruns din plasmă în spațiul dintre el și grilă, în acest caz ionii pozitivi. Aceștia din urmă sunt accelerați în stratul de sarcină spațială pozitivă format între grilă și plasmă și, cei care nu sunt captați de grilă, pot ajunge pe colector. Grila este caracterizată printr-un coeficient de

transparență geometrică definit prin raportul dintre aria cumulată a spațiilor libere (orificiilor) și aria totală a electrodului:

$$\alpha = \frac{A_{\text{orificii}}}{A_{\text{total}}} \quad 4.19$$

În condițiile în care geometria câmpului electric generat de grilă se păstrează plană (suprafețele echipotențiale sunt plane paralele cu suprafața grilei), se consideră că numai o fracțiune α din ionii pozitivi captați din plasmă trec prin orificiile grilei

spre colector, restul ionilor fiind colectați de grilă formând astfel curentul de intensitate I_g . În figura 4.8 este reprezentată calitativ și distribuția spațială a potențialului în sistemul analizor-plasmă. Între plasmă și grilă se formează o pătură de sarcini spațiale în care potențialul scade monoton de la valoarea V_p în plasmă la

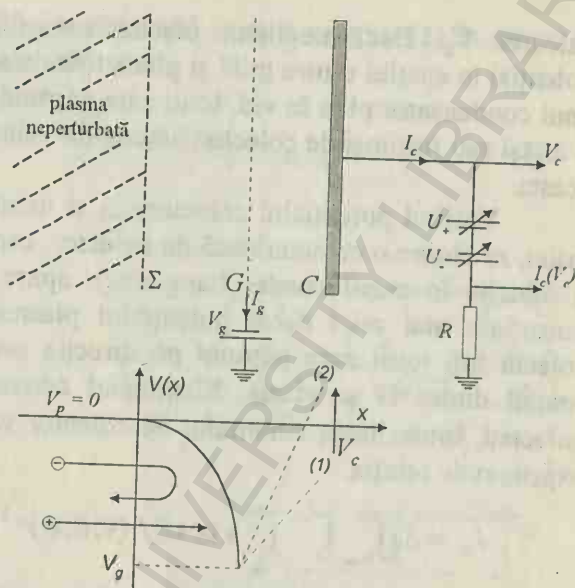


Figura 4.8 Schema de principiu a analizorului electrostatic plan și a distribuției potențialului câmpului electric în sistem pentru V_g constant și V_c variabil. (1) $V_c > V_p$, (2) $V_c < V_p$.

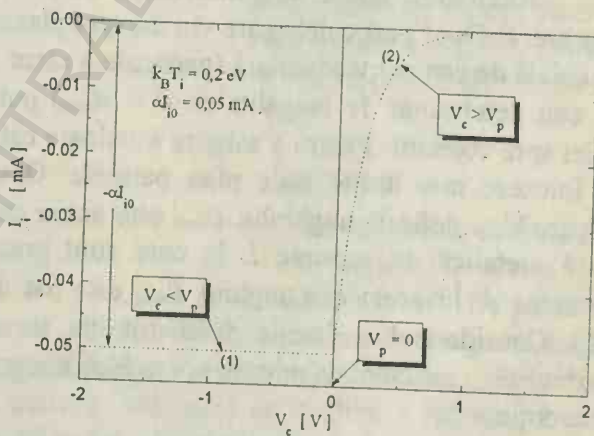


Figura 4.9 Caracteristica ideală a curentului de placă a unui analizor electrostatic dublu pentru cazul unei distribuții maxwelliene a ionilor ($V_g \ll V_p$)

valoarea V_g . Dacă neglijăm efectul sarcinilor spațiale, distribuția de potențial în spațiul dintre grilă și placă trebuie să fie liniară, ca între plăcile unui condensator plan în vid. Ionii care pătrund în spațiul dintre G și C vor fi atrași sau respinși de colector funcție de valoarea potențialului aplicat pe acesta.

Variind potențialul colectorului și menținându-l constant pe cel al grilei, se obține o caracteristică de colector, care în mod ideal (ipotezele 1-6 folosite în cazul sondei Langmuir), apare ca cea din figura 4.9. La potențiale mai mici decât potențialul plasmă, $V_c < V_p$, colectorul va colecta toți ionii care pătrund pe direcția perpendiculară pe analizor în spațiul dintre G și acesta. Menținând convenția de semn al curenților colectați, intensitatea curentului de colector va fi $I_c = -\alpha I_{i0}$, unde I_{i0} este exprimat de relația:

$$I_{i0} = Se \int_{v_{\min}}^{\infty} \int_0^{\theta_{\max}} \int_0^{2\pi} v \cos \theta f_i(v, \theta, \varphi) v^2 \sin \theta dv d\theta d\varphi \quad 4.20$$

Deosebirea între această relație și relația 4.12 constă în faptul că unghiul limită de integrare, $\theta_{\max}$, este în acest caz dependent de construcția analizorului și nu de valoarea potențialului retardant aplicat pe colector.

Analizorul poate face discriminarea particulelor după direcția de mișcare, θ . Doar particulele care vin dinspre plasmă spre grilă pe o direcție apropiată de cea perpendiculară (particule a căror viteze sunt cuprinse într-un con determinat de inegalitatea $\theta < \theta_{\max}$) pot pătrunde prin ochiurile grilei spre colector. Pentru a asigura o valoare cât mai mică unghiului $\theta_{\max}$ se folosesc mai multe grile plan paralele. O metodă^{4.8} care asigură o valoare bine definită unghiului $\theta_{\max}$ este aceea de a folosi în locul grilei o placă metalică de grosime L în care sunt practicate canale înguste de diametru ϕ . În acest caz unghiul $\theta_{\max}$ este dat de relația: $\theta_{\max} = \arctg(\phi/2L)$. Considerând o funcție de distribuție simetrică după unghiul φ și unghiul $\theta_{\max}$ suficient de mic, se poate face integrala după unghiurile θ și φ și se obține:

$$I_i = \frac{\alpha \pi e S \theta_{\max}^2}{2} \int_{v_{\min}}^{\infty} v^2 f(v) dv \quad 4.21$$

Ținând cont că $v_{min}^2 = 2eV_c/m_i$ și derivând această relația 4.21 în raport cu potențialul aplicat colectorului obținem:

$$\frac{\partial I_i}{\partial V_c} = \frac{\alpha \pi e S \theta_{max}^2}{2} v^2 f(v) \Big|_{v^2=2eV_c/m_i} \quad 4.22$$

Relația 4.22 arată ca se poate găsi funcția de distribuție după pătratul vitezei particulelor pe direcția perpendiculară pe analizor. Dezavantajul acestui sistem este că limitarea după direcție a numărului de particule care intră în analizor face ca intensitatea curentului de colector să scadă mult și astfel să devină greu de detectat. Zgomotul în funcția $I_c(V_c)$ este amplificat prin derivare astfel încât el poate să acopere semnalul util. Din acest

motiv metoda este utilizabilă în diagnosticarea plasmelor dense. Aceleași raționamente cu cele făcute în cazul polarizării negative a grilei, pentru a separa și analiza ionii plasmei, pot fi făcute și pentru polarizarea pozitivă a acesteia, pentru a separa și analiza electronii.

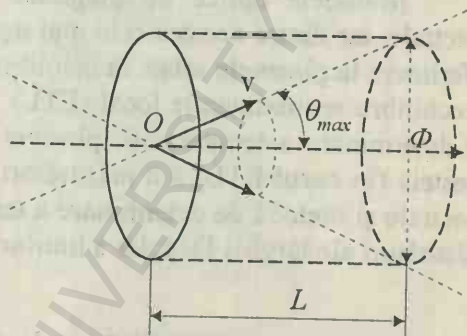


Figura 4. 10 Geometria unui orificiu al grilei care determină orientarea vitezelor particulelor care au acces în spațiul G-C.

4.2 Metode spectrale de diagnoză a plasmei

Există o varietate largă de metode optice de diagnoză, acestea fiind bazate fie pe studiul interacției cu plasma a unor radiații luminoase emise de surse exterioare plasmei (cel mai adesea radiația laser), fie pe studiul radiațiilor emise direct de aceasta ^{4.1, 4.9}. Prima categorie presupune, ca și în cazul metodelor electrice, o perturbare a plasmei ca urmare a interacțiunii radiațiilor luminoase cu plasma. Metodele de analiză a radiațiilor optice emise de plasmă nu perturbă în nici un fel plasma, însă sunt multe cazuri în care acestea sunt dificil de utilizat. Astfel, aceste metode sunt greu sau chiar imposibil de utilizat în cazul plasmelor complexe, în care se suprapun spectrele de emisie a mai multor elemente, mai ales dacă există și spectre

de benzi ale luminii emise de molecule. În cele ce urmează, ne vom limita la cazul plasmelor simple formate prin ionizarea gazelor monoatomice (care au spectre caracteristice de linii), pentru care, pe baza analizei spectrelor caracteristice de emisie în condițiile în care sunt făcute anumite ipoteze simplificatoare, se pot determina cu ușurință unii parametri ai plasmei.

Metodele optice de diagnoză cele mai folosite sunt metodele spectrale, iar dintre acestea cele mai ușor de înțeles și de utilizat sunt cele referitoare la plasmă aflate la echilibru termodinamic complet (ETC) sau la echilibru termodinamic local (ETL). Vom descrie în continuare metoda de determinare a temperaturii plasmei (în cazul ETC) sau a electronilor acesteia (în cazul ETL) din măsurători ale raportului intensităților liniilor spectrale și metoda de determinare a temperaturii ionilor sau neutrilor prin măsurători ale lărgirii Doppler a liniilor spectrale.

4.2.1 Liniile spectrale. Caracteristici principale ale liniilor spectrale

Plasma constituie o sursă de radiație optică ca urmare a dezexcitărilor spontane sau forțate ale atomilor și ionilor. Stările excitate ale acestora se obțin în plasmă fie prin ciocniri cu particule energetice (în special electroni), fie prin absorbție de fotoni. Spectrul de emisie de linii apare ca o consecință a tranzițiilor spontane sau forțate de pe nivele energetice superioare ale atomilor sau ionilor pe nivele energetice inferioare. Spre exemplu, în figura 4.11 este prezentată diagrama nivelelor energetice ale atomului de heliu împreună cu tranzițiile posibile între acestea. Literele S, P, D, F ... desemnează valoarea momentului cinetic orbital total al electronilor, cifra din stânga sus a acestor litere desemnează multiplicitatea de spin a nivelelor energetice (1 – singlet, 3 – triplet), iar cifra din fața lor desemnează nivelul energetic cuantificat de numărul cuantic principal. Liniile spectrale observate corespund tranzițiilor singlet-singlet sau triplet-triplet, tranzițiile care implică modificarea momentului cinetic total de spin a celor doi electroni ai atomului de heliu fiind interzise. Acesta este și motivul pentru care nivelul 2^3S este metastabil, tranziția spontană de pe acest nivel energetic pe nivelul fundamental 1^1S fiind interzisă.

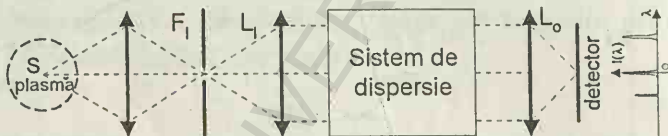
linie spectrală este caracterizată prin intensitatea integrală, I_λ , ca și prin profilul ei $I(\lambda)$, prima mărime fiind integrala celei de-a doua.

$$I_\lambda = \int_{\lambda-\Delta\lambda}^{\lambda+\Delta\lambda} I(\lambda') d\lambda' \quad 4.23$$

Deoarece stările excitate ale atomilor au timpi medii de viață finiți, τ , nivelele energetice corespunzătoare acestor stări au o lărgime finită definită de relația de imprecizie a lui Heisenberg:

$$\Delta E = \frac{h}{2\pi\tau} \quad 4.24$$

Figura 4.12 Schema lanțului optic folosit la analiza spectrală a radiației optice emise de plasmă



Singurul nivel energetic de lărgime zero, $\Delta E = 0$, este cel al stării fundamentale a atomilor, dat fiind că timpul mediu de viață corespunzător acestei stări este foarte mare. Lărgimea nivelelor energetice excitate induce o lărgire a liniilor spectrale a radiației optice

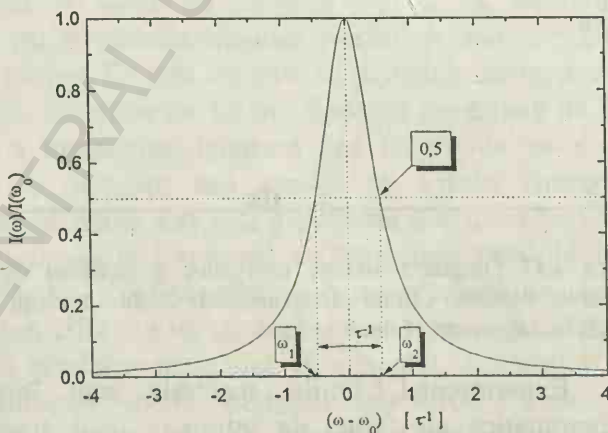


Figura 4.13 Profilul natural al unei linii spectrale. Lărgimea naturală a liniei este $\Delta\omega = \omega_2 - \omega_1 = \tau^{-1}$ ($\omega = 2\pi\nu$).

emise. În cazul unei tranziții de pe un nivel energetic superior cu lărgimea ΔE pe nivelul fundamental, lărgimea liniei corespunzătoare radiației optice emise este:

$$\Delta\lambda = -\frac{\Delta E}{hc} \lambda^2. \quad 4.25$$

Aceasta este lărgimea naturală a liniei spectrale, în afara ei existând lărgimi datorate ciocnirilor, efectelor Stark și Doppler.

Din punctul de vedere al electrodinamicii clasice lărgimea naturală a liniei spectrale este explicată astfel: atomul în stare excitată emite radiație electromagnetică de dipol pe o perioadă de timp caracteristică τ , lumina astfel emisă nefiind o undă strict armonică datorită atenuării oscilațiilor. Astfel, profilul natural al puterii radiației emise de un astfel de oscilator liniar armonic amortizat este dat relația:

$$P(\nu) = \frac{I(\nu)}{I(\nu_0)} = \frac{1}{[4\pi\tau(\nu - \nu_0)]^2 + 1}, \quad 4.26$$

unde $I(\nu_0)$ este intensitatea spectrală corespunzătoare frecvenței de rezonanță ν_0 , $I(\nu)$ este intensitate spectrală corespunzătoare frecvenței ν , iar τ este timpul mediu de viață al stării excitate (timpul mediu de dezexcitare). Cum perioada oscilațiilor optice corespunzătoare dezexcitării spontane a atomilor ($\nu^{-1} \sim 2 \cdot 10^{-15}$ s) este mult mai mică decât timpul mediu de viață al acestor stări ($\tau \sim 10^{-7} - 10^{-8}$ s), lărgimea naturală a liniilor spectrale este de cele mai multe ori neglijabil de mică (factorul de calitate a acestor oscilatori este foarte mare, $Q \sim 10^7$). Deasemenea, în cazul plasmelor la presiuni mici, lărgimea liniilor spectrale determinată de ciocniri este mică. Această lărgime este determinată de timpul mediu de ciocnire, τ_c , care în plasmă la presiuni scăzute este mare comparativ cu perioada oscilațiilor optice. Mult mai importante sunt în plasmă lărgimile liniilor spectrale datorate efectelor Doppler și Stark, lărgimi care, după cum vom arăta, pot da informații despre valoarea unor parametri ai plasmei.

Intensitatea integrală a unei linii spectrale, I_λ , este proporțională cu densitatea de energie emisă de plasmă în unitatea de timp sub formă de radiație optică cu lungimea de undă λ , W_λ . Considerând că radiația optică

cu lungimea de undă λ este rezultatul statistic al proceselor de emisie spontană al atomilor plasmei care astfel trec de pe un nivel energetic excitat i pe un nivel energetic inferior j , putem exprima densitatea de putere de emisie a radiației optice cu lungimea de undă λ prin relația:

$$W_{\lambda} = n_i A_{ij} h \nu_{ij} = n_i A_{ij} hc / \lambda, \quad 4.27$$

unde A_{ij} este coeficientul lui Einstein pentru emisie spontană (care reprezintă numărul de fotoni emiși prin emisie spontană de un atom în timp de o secundă), n_i este densitatea de atomi aflați pe nivelul energetic i , h este constanta lui Plank, iar ν_{ij} este frecvența radiației optice corespunzătoare emișiei în tranziția ij . Coeficienții A_{ij} au dimensiunea unei frecvențe fiind egali cu inversul timpilor medii de dezexcitare ai atomilor de pe nivelul i pe nivele energetice inferioare j . Semnalul $I(\lambda)$ dat de detectorul sistemului de analiză spectrală poate fi exprimat funcție de densitatea puterii sursei de radiație optică prin relația:

$$I(\lambda) = \eta(\lambda) W(\lambda), \quad 4.28$$

unde $\eta(\lambda)$ este funcția de transfer a sistemului care ia în calcul pierderile de radiație optică prin absorbție și reflexie în sistem, sensibilitatea detectorului și în cele din urmă faptul că sistemul optic de analiză spectrală procesează doar radiația optică emisă într-un anumit unghi solid. Astfel, intensitatea integrală a unei linii spectrale, obținută ca semnal dat de detectorul de radiație, este exprimată prin relația:

$$I_{\lambda} = \eta(\lambda) n_i A_{ij} hc / \lambda \quad 4.29$$

Măsurători absolute ale densității de putere a radiației optice emise pot fi făcute doar în cazul în care se cunoaște funcția de transfer $\eta(\lambda)$. Determinarea funcției de transfer presupune etalonarea sistemului optic de analiză spectrală, operație ce poate fi făcută cu ajutorul unei surse luminoase de intensitate cunoscută (de exemplu, un filament incandescent ce emite radiație aproximată cu cea a corpului negru).

4.2.2 Determinarea temperaturii electronilor din măsurători ale intensității relative a liniilor spectrale.

După cum am văzut în secțiunea precedentă, măsurători absolute privind intensitatea integrală a liniilor spectrale se pot face numai dacă se cunoaște funcția de transfer a sistemului de analiză spectrală a luminii. În acest caz valorile determinate ale intensității integrale pot da informații despre populația unui nivel excitat a atomilor sau ionilor plasmei, n_i (conform relației 4.29). Dacă plasma se găsește la ETL sau ETC, distribuția atomilor sau ionilor plasmei pe nivelele energetice excitate este Boltzmann și intensitatea integrală a unei linii spectrale poate fi scrisă după cum urmează:

$$I_{ik} = \eta(\lambda_{ik}) A_{ik} n_0 \frac{hc}{\lambda_{ik}} \frac{g_i}{Z(T)} \exp(-E_i / k_B T), \quad 4.30$$

unde g_i este ponderea statistică a nivelului energetic i iar $Z(T)$ este funcția de partiție. Conform acestei relații raportul intensităților relative a două linii din spectrul caracteristic al atomilor plasmei corespunzătoare tranzițiilor $i \rightarrow k$ și respectiv $j \rightarrow l$ este:

$$\frac{I_{ik}}{I_{jl}} = \frac{\eta(\lambda_{ik})}{\eta(\lambda_{jl})} \frac{A_{ik}}{A_{jl}} \frac{g_i}{g_j} \frac{\lambda_{jl}}{\lambda_{ik}} \exp\left(-\frac{E_i - E_j}{k_B T}\right) \quad 4.31$$

Relația obținută mai sus indică faptul că în condițiile ETL sau ETC, temperatura plasmei ar putea fi determinată prin măsurători relative ale intensității integrale a două sau mai multe linii caracteristice spectrului atomilor sau ionilor plasmei. Dacă se alege linii ale spectrului mai apropiate, astfel încât să se poată neglija variația funcției de transfer $\eta(\lambda)$, în intervalul respectiv de lungimi de undă ($\eta(\lambda_{ik}) \cong \eta(\lambda_{jl})$), cu ajutorul relației 4.31 se poate determina temperatura plasmei:

$$k_B T = \frac{(E_i - E_j)}{\ln\left(\frac{I_{jl}}{I_{ik}} \frac{A_{ik}}{A_{jl}} \frac{g_i}{g_j} \frac{\lambda_{jl}}{\lambda_{ik}}\right)} \quad 4.32$$

În general sunt cunoscute datele privind energiile caracteristice nivelelor energetice, E_i și E_j , a ponderilor statistice, g_i și g_j și coeficienții Einstein pentru emisia spontană, A_{ik} și A_{jl} , așa încât prin măsurări ale intensităților relative a celor două linii spectrale se determină o valoare a temperaturii plasmă, mai precis, a electronilor acesteia. O estimare aproximativă a erorii relative în determinarea temperaturii pe baza relației 4.32 arată că aceasta este invers proporțională cu diferența dintre energiile nivelelor de pe care au loc dezexcitățile:

$$\frac{\Delta(k_B T)}{k_B T} \approx \frac{\Delta E_i + \Delta E_j}{E_i - E_j} \quad 4.33$$

Eroarea relativă în determinarea temperaturii prin această metodă poate fi importantă dacă se aleg linii foarte apropiate ale spectrului de emisie. În același timp, considerarea a două linii spectrale îndepărtate una de alta poate duce la erori datorate variației funcției $\eta(\lambda)$ în domeniul respectiv de lungimi de undă. O determinare mai precisă se poate face dacă se iau în considerare mai multe linii ale spectrului caracteristic de emisie a atomilor sau ionilor plasmă. Metoda este folosită pentru determinarea temperaturii plasmelor stelare și a plasmelor de laborator care pot fi approximate ca îndeplinind condițiile ETL, cum ar fi plasma arcului electric.

De cele mai multe ori nici condițiile ETC și nici măcar cele ale ETL nu sunt realizate. Se pune atunci întrebarea ce reprezintă valoarea temperaturii determinată prin această metodă. Pentru a răspunde la această întrebare trebuie să se analizeze procesele care duc la popularea și la depopularea nivelelor energetice excitate considerate. Dacă în plasmă popularea nivelelor energetice considerate are loc în principal în urma ciocnirilor inelastice ale electronilor cu atomii, realizându-se un echilibru între distribuția atomilor pe nivelele energetice excitate și funcția de distribuție după energii a electronilor, atunci putem considera că temperatura determinată prin metoda descrisă mai sus este cea a electronilor plasmă.

4.2.3

Determinarea temperaturii atomilor și ionilor plasmei prin măsurători ale lărgimii Doppler a liniilor spectrale

Așa cum am văzut în secțiunea 4.2.1, liniile spectrului de emisie ale atomilor nu sunt strict monocromatice, în mod natural ele au un profil dat de formula 4.26 de lărgime $\Delta\lambda$. Lărgimea naturală a liniilor spectrale este rareori observată, dat fiind că de cele mai multe ori intervin alte cauze care fac să se înregistreze o lărgime mai mare a liniilor spectrale. Astfel mișcarea de agitație termică a atomilor sau ionilor care emit lumină determină o lărgire a liniilor spectrale. Pentru simplitate neglijăm lărgimea naturală a liniilor spectrale, considerând un profil δ al acestora: $I(\nu) = I_0\delta(\nu - \nu_0)$. Considerăm Ox direcția de observare a radiației emise de plasmă, și v_x componenta pe această direcție a vitezei mișcării de agitație termică a atomilor sau ionilor. Ca urmare a mișcării sursei de radiații, în acest caz atomi sau ioni în stare excitată, observatorul va înregistra o deplasare Doppler a frecvenței undelor luminoase:

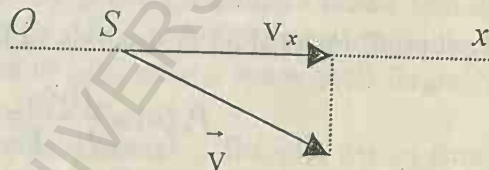


Figura 4.14 Proiecția vitezei mișcării termice pe direcția de observare a radiației luminoase emisă de atomii plasmei

$$\Delta\nu = \nu_0 \frac{v_x}{c} \quad 4.34$$

unde c este viteza luminii în vid și $\nu_0 = \nu_{ij}$ este frecvența radiației optice caracteristice tranziției atomilor sau ionilor de pe nivelul energetic superior i pe un nivel inferior k . Conform relației 4.30, intensitatea radiației cu frecvența $\nu = \nu_0 + \Delta\nu = \nu_0(1 + v_x/c)$ este:

$$I(\nu) = \eta(\nu) A_{ik} n_0(v_x) h\nu \frac{g_i}{Z(T)} \exp(-E_i / k_B T) \quad 4.35$$

unde $n_0(v_x)$ reprezintă numărul de atomi din unitatea de volum aflați în starea energetică fundamentală și care au componenta pe direcția de observare a vitezei v_x . Considerând o distribuție după viteze a atomilor de

tip Maxwell, și ținând cont că $n_0(v_x)$ nu este altceva decât funcția de distribuție după o componentă a vitezei, $f_0(v_x)$, relația de mai sus devine:

$$I(\nu) = \eta(\nu) A_{ik} h \nu n_0 \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{1/2} \exp \left(-\frac{m v_x^2}{2 k_B T} \right) \frac{g_i}{Z(T)} \exp(-E_i / k_B T) \quad 4.36$$

Înlocuind în această relație valoarea vitezei v_x cu valoarea corespunzătoare a frecvenței radiației luminoase observate obținem:

$$I(\nu) = \eta(\nu) A_{ik} h \nu n_0 \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{1/2} \frac{g_i}{Z(T)} \exp \left(-\frac{E_i}{k_B T} \right) \cdot \exp \left(-\frac{m c^2 (\nu - \nu_0)^2}{2 k_B T \nu_0^2} \right) \quad 4.37$$

Noul profil $P_D(\nu)$ al liniei spectrale va fi:

$$P_D(\nu) = \frac{I(\nu)}{I(\nu_0)} = \exp \left(-\frac{m c^2 (\nu - \nu_0)^2}{2 k_B T \nu_0^2} \right) \quad 4.38$$

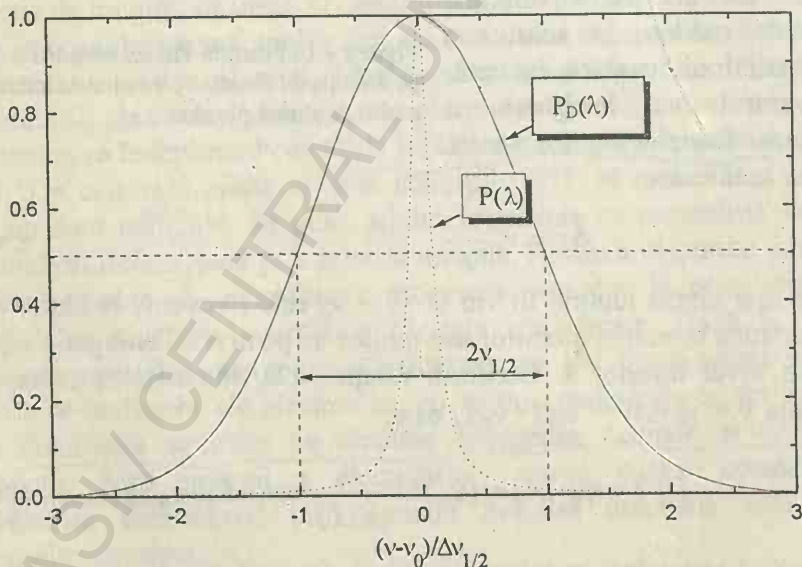


Figura 4.15 Profilele natural, $P(\nu)$, și Doppler, $P_D(\nu)$, ale unei linii spectrale. În această reprezentare semilărgimea profilului natural a fost aleasă de zece ori mai mică decât semilărgimea profilului Doppler.

numit profil Doppler. Semilărgimea profilului $D(\nu)$ este determinată de valoarea intervalului de frecvență pentru care $D(\nu) = 0,5$, obținem:

$$\Delta \nu_{1/2} = \nu_0 \sqrt{\frac{2k_B T \ln(2)}{mc^2}} \quad 4.39$$

Cum energia de repaus a atomilor sau ionilor plasmei, mc^2 , este mult mai mare decât energia cinetică medie a acestora, $k_B T$, este de așteptat ca lărgimea Doppler să fie mică. Totuși ea este cu mult mai mare decât lărgimea naturală a liniilor spectrale. Spre exemplu să considerăm plasma unei descărcări electrice în heliu pentru care energia de repaus a atomilor este $mc^2 = 4 \times 931 \text{ MeV} = 3,724 \cdot 10^9 \text{ eV}$ și energia cinetică medie este de $0,01 \text{ eV}$, caz pentru care obținem $\Delta \nu / \nu_0 = 1,83 \cdot 10^{-6}$. Observăm că lărgimea Doppler este cu unu sau două ordine de mărime mai mare decât lărgimea naturală care este de ordinul $\Delta \nu / \nu_0 = 10^{-8} - 10^{-7}$.

În fig. 4.15 sunt prezentate profilele natural și Doppler pentru cazul considerat mai sus. Determinarea temperaturii ionilor sau atomilor plasmei cu ajutorul relației 4.39 este posibilă în cazul în care lărgimea liniilor spectrale este determinată în principal de efectul Doppler, lărgimea liniilor datorată ciocnirilor atomilor fiind neglijabilă. Considerând că timpul de emisie a atomilor este limitat de timpul mediu de ciocnire, τ_c , lărgimea indusă de ciocniri este $\Delta \nu = \tau_c^{-1} = \nu_c$. Valorile tipice ale frecvenței de ciocnire în plasma descărcărilor în gaze la presiuni reduse (sub un Torr) sunt de ordinul $10^7 - 10^9 \text{ s}^{-1}$. Cum frecvențele radiațiilor optice vizibile sunt de ordinul 10^{15} s^{-1} , rezultă o lărgime determinată de ciocniri de ordinul $\Delta \nu / \nu_0 = 10^{-6} - 10^{-7}$. Se observă că în condițiile plasmelor la presiuni scăzute efectul lărgimii liniilor spectrale datorită ciocnirilor se poate neglija, lucru care nu se poate face pentru plasmelor la presiuni mai mari.

4.3 Metode de microunde în diagnoza plasmei

4.3.1 Ecuația de dispersie a undelor electromagnetice în plasma rece. Viteza de fază și viteza de grup

După cum am văzut în capitoul 2, comportarea plasmei în cazul fenomenelor tranzitorii este caracterizată prin frecvența proprie a

electronilor, ν_e , frecvență care în cazul plasmelor de laborator este situată în domeniul microundelor și care este determinată de oscilațiile electronilor plasmei față de ionii considerați imobili. Este de așteptat ca undele electromagnetice, de frecvențe apropiate de ν_e , să interacționeze într-un mod specific cu plasma. Metodele de diagnoză cu microunde au la bază tocmai această interacțiune specifică cu plasma a undelor electromagnetice cu frecvențe în domeniul microundelor.

Pentru a stabili care sunt proprietățile plasmei în raport cu propagarea undelor electromagnetice trebuie să găsim ecuația de dispersie a acestora. Propagarea undelor electromagnetice în vid este guvernată de ecuațiile lui Maxwell:

$$\left. \begin{aligned} \nabla \times \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ \nabla \times \vec{B} &= \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \mu_0 \vec{j}_e \end{aligned} \right\} \quad \begin{array}{l} 4.40 \\ 4.41 \end{array}$$

Aceste două ecuații sunt satisfăcute de undele electromagnetice armonice care se propagă în vid cu viteza de fază $c = (\epsilon_0 \mu_0)^{-1/2}$, oricare ar fi frecvența lor. Cu alte cuvinte mediul "vid" este nedispersiv pentru undele electromagnetice.

În plasmă undele electromagnetice pun în mișcare particulele încărcate ale acesteia, motiv pentru care ne așteptăm ca propagarea lor să fie dependentă de proprietățile plasmei. După cum vom vedea, acesta este și principiul pe baza căruia se pot măsura unii parametri ai plasmei. Dacă ne referim la undele electromagnetice din domeniul optic sau de microunde, atunci, numai electronii plasmei pot urmări oscilațiile componente electrice a câmpului electromagnetic, în timp ce ionii, datorită inerției lor mari, pot fi considerați ca un mediu omogen și imobil. Ca urmare, în ecuația 4.41 trebuie adăugat termenul $\mu_0 \vec{j}_e$ care reflectă contribuția mișcării electronilor la câmpul electromagnetic al undei. Urmând o cale bine cunoscută, ecuațiile 4.40 și 4.41 modificată pot fi decuplate astfel:

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{E}) = -\nabla \times \left(\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \right) = -\frac{\partial}{\partial t} (\nabla \times \vec{B}) = -\mu_0 \frac{\partial j_e}{\partial t} - \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}, \quad 4.42$$

în care modelul de fluid pentru componenta electronică a plasmei permite exprimarea densității de curent electronic prin:

$$\vec{j}_e = -n_0 e \vec{u}_e, \quad 4.43$$

unde $\vec{u}_e$ este viteza macroscopică a fluidului electronic și este determinată de ecuația de mișcare a acestuia sub acțiunea componentei electrice a undei electromagnetice:

$$m_e \frac{\partial \vec{u}_e}{\partial t} = -e \vec{E}. \quad 4.44$$

Totodată, o relație cunoscută din calculul vectorial ne permite să scriem:

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{E}) = \nabla (\nabla \cdot \vec{E}) - \nabla^2 \vec{E}. \quad 4.45$$

Considerăm o undă electromagnetică plană într-o plasmă infinită în plan perpendicular pe direcția de propagare, în care vectorii $\vec{E}$ și $\vec{B}$ sunt perpendiculari pe direcția de propagare. Oscilațiile electronilor nu pot duce la formarea de sarcini electrice spațiale deoarece ele sunt transversale pe direcția de propagare, direcția precizată prin vectorul de undă ($\vec{k}$). Ca urmare, rezultă că densitatea de sarcină spațială rămâne peste tot nulă (excepție făcând marginile plasmei) și densitatea electronilor rămâne constantă în timpul propagării undelor electromagnetice. Datorită acestui fapt avem relațiile:

$$\nabla \cdot \vec{E} = -\rho_e / \varepsilon_0 = 0$$

și folosind relațiile 4.43 și 4.44, rezultă:

$$\frac{\partial \vec{j}_e}{\partial t} = -en_0 \frac{\partial \vec{u}_e}{\partial t} = + \frac{n_0 e^2}{m_e} \vec{E}.$$

Folosind aceste rezultate în ecuația 4.42, obținem ecuația de propagare a undelor electromagnetice în plasma infinită:

$$\nabla^2 \vec{E} = \mu_0 \frac{n_0 e^2}{m_e} \vec{E} + \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad 4.46$$

În condițiile în care considerăm unde electromagnetice progresive plane de formă armonică:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \exp[-i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)], \quad 4.47$$

operatorii de derivare acționează conform următoarelor relații:

$$\nabla \cdot \vec{E} = -i\vec{k} \cdot \vec{E}, \quad \nabla^2 \vec{E} = -k^2 \vec{E}, \quad \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = -i\omega \vec{E} \quad \text{și} \quad \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = -\omega^2 \vec{E}. \quad 4.48$$

Folosind aceste relații în ecuația 4.46, obținem ecuația de dispersie a undelor electromagnetice plane în plasma infinită:

$$\omega^2 = \omega_e^2 + k^2 c^2, \quad 4.49$$

unde am folosit relația $c^2 = 1/(\epsilon_0 \mu_0)$ pentru viteza luminii în vid și relația 2.54 pentru pulsația proprie a plasmei:

$$\omega_e = \sqrt{\frac{n_0 e^2}{\epsilon_0 m_e}} \quad 4.50$$

Relația de dispersie 4.49 arată că în plasmă se propagă doar acele unde electromagnetice a căror frecvență este mai mare decât cea proprie plasmei. Acest lucru este de înțeles, dacă se are în vedere că la frecvențe mai mici decât $\nu_e = \omega_e/2\pi$, electronii pot urmări oscilațiile câmpului electric al undei ecranându-l. Cu cât frecvența undelor electromagnetice este mai mare față de frecvența proprie a plasmei cu atât electronii vor fi mai puțin capabili de a urmări oscilațiile câmpului electric al acesteia și cu atât proprietățile plasmei se vor apropia de cele ale vidului, iar viteza de fază a undelor se apropie de viteza luminii în vid (figura 4.16). Undele cu frecvențe mai mici decât ν_e vor fi absorbite de plasmă, deoarece energia lor este preluată de electronii de la suprafața plasmei care sunt puși în mișcare de unde. Atenuarea undelor în acest caz este descrisă de valoarea complexă a numărului de undă pentru acest caz:

$$k = ik_i = i\sqrt{(\omega_e^2 - \omega^2)}/c, \quad \omega < \omega_e. \quad 4.51$$

Folosind această valoare a numărului de undă în ecuația 4.47, obținem o ecuație ce descrie atenuarea unei în plasmă:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \exp[-i(-ik_i \cdot \vec{r} - \omega t)] = \vec{E}_0 \exp(-\vec{k}_i \cdot \vec{r}) \cdot \exp(-i\omega t) \quad 4.52$$

Relația arată că, pentru frecvențe mai mici decât frecvența proprie a plasmăi, unda electromagnetică pătrunde în plasmă pe o distanță caracteristică ($\delta = k_i^{-1}$) la suprafața plasmăi formându-se o pătură în care oscilațiile sunt în fază (unde nu sunt progresive) și cu amplitudine ce scade exponențial cu distanța de pătrundere. Acest fenomen poartă numele de efect pelicular și este caracterizat prin lungimea δ .

Oscilațiile câmpului electromagnetic în plasmă sunt în fază și atunci când frecvența undei este mai mare dar foarte aproape de frecvența proprie a plasmăi, fapt reflectat de valoarea infinită, la aceste frecvențe, a vitezei de fază (figura 4.16). De altfel, viteza de fază a undelor progresive în plasmă este întotdeauna mai mare decât viteza luminii. Într-adevăr viteza de fază este:

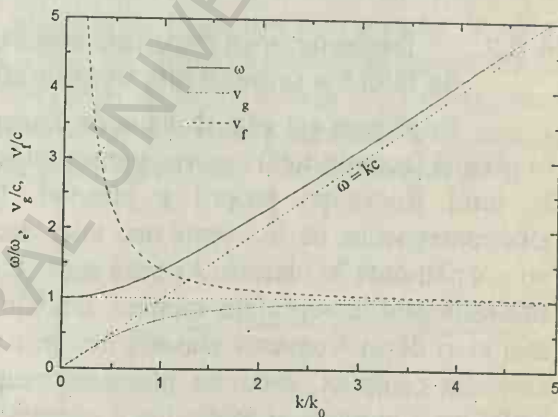


Figura 4.16 Reprezentarea ecuației de dispersie, a vitezelor de fază și de grup ale undelor electromagnetice în plasmă ($k_e = \omega_e/c$).

$$v_f = \frac{\omega}{k} = c \frac{\omega}{\sqrt{\omega^2 - \omega_e^2}} \geq c \quad 4.53$$

Acest lucru nu vine în contradicție cu teoria relativității deoarece informația, ca și energia, se propagă în plasmă cu viteza de grup care este mai mică decât viteza luminii. Plasma în care se propagă lumina cu viteză

de fază mult mai mare decât viteza luminii ($\omega \approx \omega_e$, $\omega > \omega_e$) poate fi imaginată ca un sistem de oscilatori independenți. Electronii dintr-un plan perpendicular pe direcția de propagare a undelor electromagnetice formează un de oscilator cu centrul de masă legat de ionii imobili. Acești electroni sunt puși în mișcare de oscilație aproape în fază de către undele electromagnetice. Această imagine sugerează faptul că, odată atins regimul staționar, într-un asemenea caz nu există nici un mecanism prin care se propagă energia sau informația prin plasmă. Viteza cu care se propagă informația este viteza de grup dată de relația:

$$v_g = \frac{d\omega}{dk} = \left(\sqrt{1 - \omega^2 / \omega_e^2} \right) c, \quad 4.54$$

și este întotdeauna mai mică decât viteza luminii în vid (fig. 4.16).

4.3.2 Determinarea densității electronilor plasmei prin metoda de tăiere a undelor electromagnetice

După cum am văzut, relația de dispersie a undelor electromagnetice în plasmă (ecuația 4.49) descrie, pentru unde electromagnetice cu frecvențe în jurul frecvenței proprii a plasmei, fenomenul de tăiere. Undele electromagnetice cu frecvențe mai mici decât frecvența proprie a plasmei nu pot pătrunde în plasmă. Acestea sunt "tăiate" de plasmă, fiind absorbite sau reflectate la suprafața acesteia. Undele electromagnetice cu frecvențe mai mari decât frecvența plasmei trec prin aceasta. În realitate fenomenul este mai complex, deoarece plasmale ocupă întotdeauna un volum finit, astfel încât acestea au totdeauna o suprafață care le mărginește și care se polarizează electric la trecerea undelor electromagnetice, lucru care poate duce la relații de dispersii diferite de ecuația 4.49.

Pentru ilustrarea fenomenului și a principiului de măsură a densității plasmei prin metoda de tăiere a undelor electromagnetice să considerăm o plasmă spre care se trimite un fascicul de microunde folosind o instalație a cărei schemă este prezentată în fig. 4.17. Undele electromagnetice vor trece prin plasmă numai dacă frecvența lor este mai mare decât frecvența proprie a plasmei. Ca urmare, un detector ce înregistrează intensitatea undelor transmise prin plasmă (figura 4.17) va da semnal numai în condițiile în care frecvența proprie a plasmei este mai mică decât frecvența undelor electromagnetice folosite.

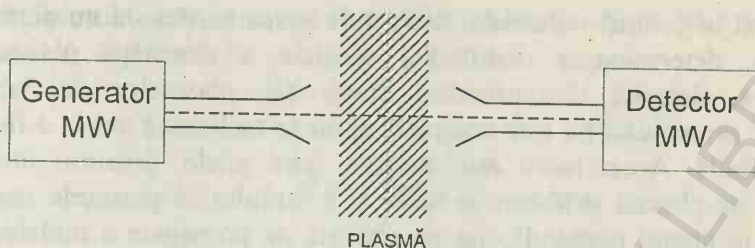


Figura 4. 17 Schema experimentului de măsurare a densității plasmei prin metoda frecvenței de tăiere.

Pentru o plasmă staționară, $n = \text{const.}$, se determină frecvența de tăiere modificând frecvența generatorului de microunde. La frecvențe ale generatorului de microunde mai mici decât frecvența de tăiere care, în cazul unei plasme neomogene este determinată de concentrația plasmei în regiunea ei cea mai densă, nu există unde transmise prin plasmă. În acest caz semnalul în detector poate fi nul. La creșterea frecvenței generatorului de microunde peste valoarea frecvenței de tăiere undele electromagnetice se propagă prin plasmă și detectorul de microunde furnizează un semnal corespunzător prezenței acestora (vezi figura 4.18). Astfel, trecerea de la un semnal nul la unul nenul al detectorului de microunde, atunci când se variază frecvența fascicului de microunde, determină frecvența de tăiere și implicit a densității plasmei corespunzătoare valorii sale.

Metoda poate ridica probleme în cazul plasmelor neomogene, cum este cel al majorității plasmelor de laborator, prin faptul că densitatea măsurată astfel corespunde valorii sale maxime, atinsă

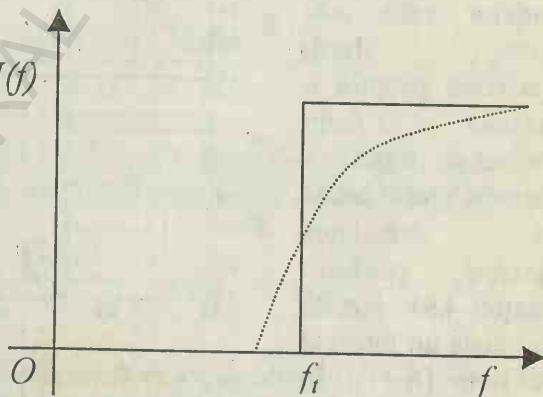


Figura 4.18 Reprezentarea schematică a semnalului dat de detectorul de microunde pentru o plasmă ideală infinită și pentru o plasmă reală finită și neomogenă.

în general în centrul volumului ocupat de plasmă. Metoda nu permite, de exemplu, determinarea distribuției spațiale a densității plasmei. De asemenea, datorită dimensiunilor finite ale plasmelor de laborator; "tăierea" semnalului nu este completă și nu se realizează net la o frecvență bine definită. Acest lucru este datorat, între altele, grosimii limitate a stratului de plasmă străbătut de unde și a faptului că plasmelor reale sunt limitate în planul perpendicular pe direcția de propagare a undelor și, ca urmare, sunt caracterizate de relații de dispersie mult mai complicate decât relația de dispersie 4.49. Datorită faptului că în mod obișnuit generatoarele de microunde au un domeniu limitat de frecvențe, metoda permite măsurarea densității plasmei într-un domeniu limitat de valori ale acesteia.

Metoda frecvenței de tăiere este mai utilă în cazul diagnozei plasmelor nestaționare. Fie, spre exemplu, o plasmă nestaționară a cărei densitate, în centrul regiunii în care se formează, variază după graficul din fig. 4.19 (a). Dacă asupra acestei plasme este trimis un fascicul de unde într-un dispozitiv experimental ca cel schițat în fig. 4.17, acesta va trece prin

plasmă numai în intervalul de timp în care frecvența undelor este mai mare decât frecvența proprie a plasmei.

Cum frecvența proprie a plasmei crește odată cu densitatea plasmei, conform relației 4.50, rezultă că există un interval de timp $[t_1, t_2]$ în care plasma este suficient de densă pentru a tăia

transmisia undelor electromagnetice. În acest interval de timp valoarea semnalului dat de detector este nulă sau foarte mică [fig. 4.17 (b)]. Cunoscând valoarea frecvenței microundelor folosite în experiment și

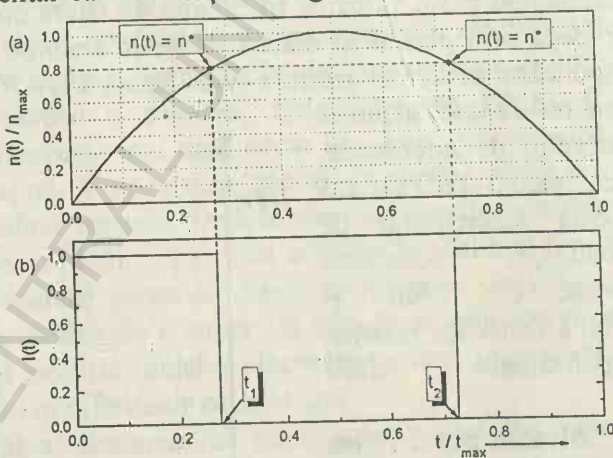


Figura 4.19 Reprezentarea schematică a semnalului pentru intensitatea unei electromagnetice transmise (b) printr-o plasmă nestaționară a cărei densitate variază după graficul din figura (a).

folosind formula 4.50 se poate determina valoarea densității plasmei la momentele t_1 , respectiv, t_2 :

$$n^* = \frac{\varepsilon_0 m_e \omega_i^2}{e^2}, \quad 4.55$$

unde $\omega_i = 2\pi\nu_i$ este valoarea corespunzătoare a pulsației de tăiere. Variind valoarea frecvenței generatorului de microunde se modifică valoarea densității plasmei la care apare fenomenul de tăiere a undelor transmise. În acest fel se poate stabili dependența temporală a densității plasmei, $n(t)$.

4.3.3 Metoda interferometrică de măsurare a densității plasmei

O metodă de diagnoză cu microunde care elimină o parte din inconvenientele metodei frecvenței de tăiere este *metoda interferometrică*. În secțiunea 4.3.1 am văzut că undele electromagnetice cu frecvența mai mare decât frecvența proprie a plasmei se propagă prin aceasta cu o viteză de fază mai mare decât viteza luminii (relația 4.53), de unde rezultă că plasma introduce o diferență de fază:

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{T} \left(\frac{L}{v_f} - \frac{L}{c} \right) = \frac{2\pi L(N-1)}{cT} = \frac{2\pi L(N-1)}{\lambda_0}, \quad 4.56$$

unde λ_0 este lungimea de undă în vid, L este grosimea stratului de plasmă străbătut de unde și N este indicele de refracție al plasmei dat de relația:

$$N = \frac{c}{v_f} = \frac{\sqrt{\omega^2 - \omega_e^2}}{\omega} \leq 1 \quad 4.57$$

Experimentele de interferometrie de microunde au la bază măsurarea defazajului introdus de plasmă, densitatea plasmei fiind determinată apoi pe baza relațiilor 4.56, 4.57 și 4.50. În cazul plasmelor neomogene pe direcția fasciculului de microunde, se determină o valoare medie a densității plasmei.

$$\omega_e = \sqrt{\frac{n_0 e^2}{\varepsilon_0 m_e}}$$

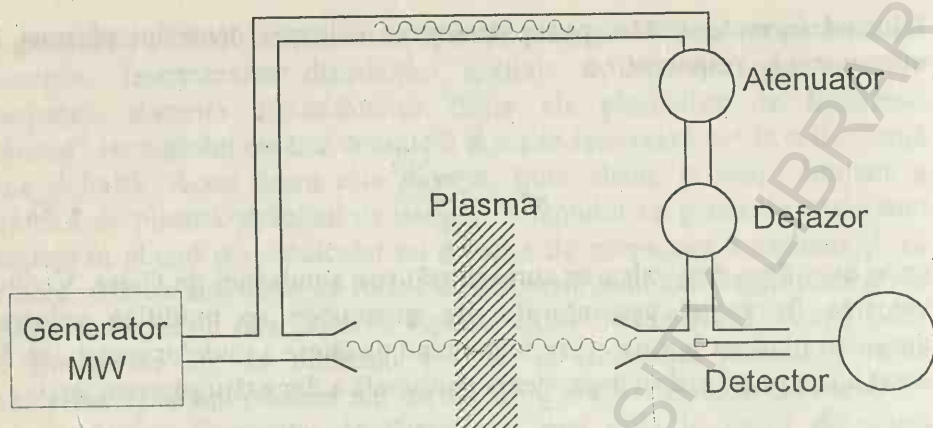


Figura 4.20 Schema de principiu a metodei interferometrice de microunde folosită pentru măsurarea densității plasmei

În figura 4.20 este prezentată schema unui interferometru de microunde care funcționează pe același principiu fizic cu interferometrul optic al lui Michelson. Fasciculul de microunde este separat în două: un fascicul ce parcurge o cale de referință și fasciculul ce traversează plasma. Calea de referință conține un atenuator și un defazor. Aceste fascicule, înainte de a fi captate de un detector, interferează, intensitatea fasciculului rezultat fiind dependentă de diferența de fază introdusă între cele două căi. Aparatul se reglează astfel încât în absența plasmei unghiul de defazaj între undele ce parcurg cele două căi să fie π (sau un număr impar de π) radiani și intensitatea acestora să fie aceeași. În acest caz, detectorul dă un semnal nul. La un moment dat se generează plasma care ajunge după un anumit interval de timp în starea staționară. În acest interval de timp densitatea plasmei crește de la valoarea zero la valoarea staționară. În timpul acesta crește și valoarea frecvenței proprii a plasmei, iar indicele de refracție al acesteia scade, conform relației 4.57. Ca urmare au loc variații ale unghiului de defazaj, $\Delta\phi$, astfel încât semnalul detectat poate trece periodic de mai multe ori prin maxime, când $\Delta\phi = (2k+1)\pi$, și minime, când $\Delta\phi = 2k\pi$. În figura 4.21 este prezentată schematic variația semnalului în detector pentru durata procesului în care se stabilește o plasmă staționară.

* Aceste condiții țin cont ca unghiul de defazaj introdus de plasmă se adaugă la unghiul de defazaj inițial (în absența plasmei), care trebuie să fie un număr impar de π .

care introduce un defazaj $\Delta\varphi = 3\pi$. Dacă frecvența generatorului de microunde se alege suficient de mare ($\omega \gg \omega_e$ staționar) și distanța străbătută de unde prin plasmă este mică, atunci defazajul introdus de plasmă poate fi suficient de mic pentru ca să se obțină o variație liniară a intensității undelor detectate

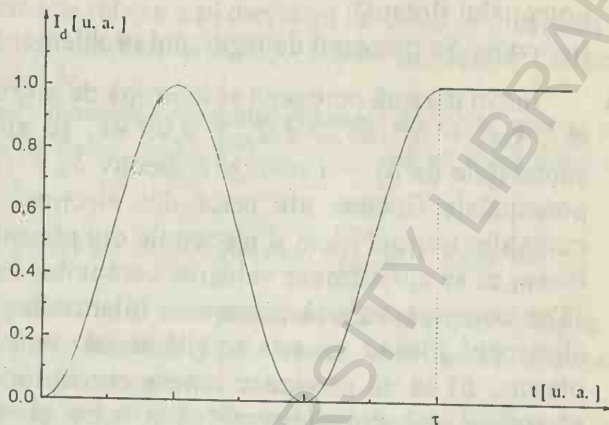


Figura 4.21 Reprezentarea schematică a semnalului dat de detectorul unui interferometru de microunde în timpul de stabilire a stării staționare a unei plasme care introduce un defazaj de 3π .

funcție de densitatea plasmei în stare staționară ($\Delta\varphi \ll \pi$).

Probleme

- 4.1 Să se demonstreze condiția exprimată de inegalitatea 4.1 pentru aria suprafeței electrodului de referință folosit în circuitul de polarizare a unei sonde Langmuir.
Indicație: intensitatea curentului ionic de saturație captat de electrodul de referință trebuie să fie mai mare decât cea a curentului electric electronic de saturație a sondei Langmuir.
- 4.2 Să se calculeze temperatura și densitatea electronilor pe baza reprezentării semilogaritmice a caracteristicii curent-tensiune a sondei Langmuir din figura 4.5. și a reprezentării aceleiași caracteristici în figura 4.3 ($I_{e0} = 1.8$ mA, $l = 10$ mm, $\phi = 0.2$ mm).
R: 0,92 eV; $1,11 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$.
- 4.3 Să se explice ce se întâmplă cu intensitatea curentului electronic de saturație captat de o sonda Langmuir în plasma unei descărcări electrice în argon dacă în aceasta se introduce progresiv un gaz puternic electronegativ (Cl_2 sau SF_6). Ce se întâmplă în această situație cu

potențialul flotant?

Indicație: Se ține cont de rezultatul problemei 2.18.

- 4.4 Într-o plasmă omogenă și izotropă de argon cu parametrii $n_0 = 10^{14} \text{ m}^{-3}$, $k_B T_e = 0,5 \text{ eV}$, și $k_B T_i = 0,03 \text{ eV}$, se află doi electrozi plani cu suprafețele de $S_1 = 1 \text{ mm}^2$ și respectiv $S_2 = 1 \text{ cm}^2$. Să se calculeze: a) potențialele flotante ale celor doi electrozi; b) raportul densităților curenților termici ionic și electronic din plasmă; c) folosind criteriul lui Bohm să se aproximeze valoarea curentului ionic prin electrodul doi și să se compare această valoare cu intensitatea curentului ce curge prin electrodul 1 când aceasta se află la un potențial pozitiv în raport cu plasma; d) să se precizeze natura curenților prin circuitul format de plasmă și cei doi electrozi când între ei se aplică o diferență de potențial de 30V. Să se reprezinte calitativ, în acest caz, distribuția potențialului dintre cei doi electrozi presupuși paraleli la o distanță suficient de mare unul de celălalt; e) să se reia calculele și discuțiile de la punctul c) și d) pentru cazul când cei doi electrozi au suprafețe egale $S_1 = S_2 = 10 \text{ mm}^2$.

R: a) $V_{f1} = V_{f2} = -3,5 \text{ V}$; b) $j_{e0}/j_{i0} = 1102$; c) $I_{i02} = 1,76 \text{ } \mu\text{A}$, $I_{e01} = 7,5 \text{ } \mu\text{A}$.

- 4.5 Folosind relația de definiție a funcției erorilor:

$$\text{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp(-\xi^2) d\xi,$$

și considerand o sondă plană într-o plasmă omogenă, izotropă și infinită, la echilibru termodinamic, să se arate că densitatea electronilor într-un plan aflat la distanța x de sondă este:

$$n_e(x) = \frac{n_0}{2} \left\{ 1 + \text{erf} \left[\left(e \frac{V(0) - V(x)}{k_B T_e} \right)^{1/2} \right] \right\},$$

în care potențialul sondei este considerat zero, astfel încât potențialul plasmei $V(0)$ și potențialul la distanța $V(x)$ sunt mărimi pozitive.

Indicație: Se va folosi relația 2.22 pentru funcția de distribuție Maxwell după componenta x a vitezei electronilor, densitatea electronilor fiind integrala acestora pe domeniul de viteze accesibil electronilor aflați la distanța x de sondă.

- 4.6 Să se demonstreze relația 4.16 derivând de două ori expresia 4.15 a intensității curentului electronic, $I_e(V_s)$, captat de sonda Langmuir polarizată la potențialul V_s .

Indicație: Pentru derivarea intensității curentului electronic de sondă, care se poate exprima printr-o funcție de forma: $f(y) = \int_{a(y)}^{b(y)} g(x, y) \cdot dx$, se va folosi următoarea relație matematică:

$$df/dy = db/dy \cdot g(b(y), y) - da/dy \cdot g(a(y), y) + \int_{a(y)}^{b(y)} \partial g(x, y) / \partial y \cdot dx.$$

- 4.7 Cunoscând că particulele componente ale plasmei simple au distribuții Maxwell ale vitezelor $f_s(v)$, să se stabilească expresiile funcțiilor de distribuție ale energiilor lor cinetice E_c .

Indicație: În expresia funcției de distribuție Maxwell după modulul vitezei 2.24 se va face schimbarea de variabilă $E_c = m_e v^2 / 2$.

- 4.8 Un analizor electrostatic simplu cu electrozi plani, a cărei grilă are o transparență $\alpha = 50\%$ este utilizat în diagnoza unei plasme necolizionale cu temperatura electronilor de 5 eV și o concentrație $n_0 = 10^{14} \text{ m}^{-3}$. Presupunând ionii reci să se determine potențialele ce trebuie aplicate grilei (V_G), respectiv colectorului (V_C) în raport cu plasma pentru ca din electronii ce trec din plasmă spre analizor numai o fracție $f = 25\%$ să ajungă pe colector. Care sunt în acest caz densitățile curenților de grilă și de colector. Se neglijează distorsiunile câmpului electric în vecinătatea grilei, considerându-se o distribuție plană ideală a suprafețelor echipotențiale.

$$\text{R: } V_G > 0, V_C = \frac{k_B T_e}{e} \ln \left[\frac{f}{1 - \alpha} \right] = -3,46 \text{ V. } j_C = j_{e0} / 4 = 0,15 \text{ mA/cm}^2, \\ j_G = j_{e0} / 2 = 0,3 \text{ mA/cm}^2.$$

- 4.9 Considerând datele din problema 4.8 să se calculeze variația fracției de electroni culeși de colector la o variație a potențialului acestuia de 0,5V în jurul valorii calculate în aceeași problemă.

$$\text{R: } \Delta f = f [1 - \exp(e \Delta V / k_B T_e)] \cong 0,1.$$

- 4.10 Grila separatoare a unui analizor electrostatic este construită dintr-o placă metalică de grosime $d = 0,5 \text{ mm}$ în care au fost practicate gauri circulare de diametru $\phi = 100 \text{ }\mu\text{m}$ cu un pas (distanța dintre doua gauri vecine) de $l = 200 \text{ }\mu\text{m}$. Să se estimeze coeficientul de transparență

geometrică și rezoluția unghiulară a analizorului obținut astfel.

R: $\alpha = (\pi/4) \cdot (\phi/l)^2 = 19,6\%$, $\theta_{\max} = \arctg(\phi/2d) \cong 5,7^\circ$.

- 4.11 Să se determine lărgimea Doppler a liniei spectrale corespunzătoare tranziției 3^3P-2^3S a atomilor de heliu ($\lambda = 388,9$ nm) în plasma unei descărcări în arc electric la presiunea de 10 Torr. Se va considera plasma la ETL cu temperatura $k_B T = 0.2$ eV. Care este lărgimea liniei spectrale datorate ciocnirilor ($\sigma_{He-He} \approx 4 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$) în acest caz?

R: $(\Delta\nu_{1/2})_D = 7,4 \cdot 10^{-6} \text{ v} = 5,7 \cdot 10^9 \text{ Hz}$, $(\Delta\nu)_c = \nu_c = n_{He} \cdot \sigma \cdot v_r \approx 8 \cdot 10^6 \text{ Hz}$.

- 4.12 Pentru determinarea concentrației plasmei se folosește un generator de microunde în banda X (8,2–12,4 GHz). Să se stabilească concentrația minimă și maximă a plasmei ce poate fi măsurată cu acest generator prin metoda “tăierii” u.e.m.

R: $n[\text{cm}^{-3}]^* = 1,241 \cdot 10^{10} \cdot \nu[\text{GHz}]^2$, $n_{\min} = 0,83 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, $n_{\max} = 1,9 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$.

- 4.13 Folosind metoda măsurării frecvenței de “tăiere” în diagnoza unei plasmă nestaționare caracterizată de o lege de variație în timp, t , a concentrației de forma $n[\text{cm}^{-3}] = 8 \cdot 10^{12} t(1-t)$, unde $t \in [0, 1]$ ms, să se reprezinte grafic forma semnalului din detector cunoscând că: pulsația generatorului este de 10 GHz.

R: Plasma “taie” transmisia undelor electromagnetice într-un interval de timp $[t_1, t_2]$ determinat de ecuația $t^2 - t + 0.155 = 0$.

- 4.14 Plasma descrisă în problema 4.13 este studiată cu ajutorul unui interferometru de microunde ce lucrează pe frecvența de 20 GHz. Considerand drumul geometric parcurs de undele electromagnetice prin plasma (grosimea stratului de plasma) $L = 10$ cm, să se reprezinte calitativ forma semnalului din detectorul interferometrului.

R: La momentul $t = 0.5$ ms se obține $\nu_{\max} = 12,72$ GHz și $N_{\min} = 0,771$. La acest moment diferența maximă de fază introdusă de plasma este $\Delta\phi_{\max} = 3\pi$. Ca urmare pe durata $[0, 1]$ ms, semnalul detectat de interferometru va trece de trei ori prin maxim.

Bibliografie

- ^{4.1} W Lochte – Holtgreeven – *Plasma Diagnostics*, North-Holland Publ. Comp., Amsterdam (1968)
- ^{4.2} R H Huddleston, S L Leonard, *Plasma Diagnostics Techniques*, Acad. Press, NY (1965)
- ^{4.3} I Langmuir, H M Mott-Smith, *Phys. Rev.* 28 (1926) 727
- ^{4.4} J D Swift, M R J Shwar, *Electrical Probe for Plasma Diagnostics – ILLFE-Book* (1970)
- ^{4.5} O V Kozlov, *Electriceskii Zond. V. Plazme*, Atomizdat., Moscova (1969)
- ^{4.6} M J Druyvesteyn, *Z. Phys.* 64 (1930) 781
- ^{4.7} N Hershkowitz, *Plasma Diagnostics*, Vol. 1 (Ed. Orlando Auciello and Daniel L Flamm, Academic Press, Inc. Boston San Diego, 1989), Chap. 3, p. 121
- ^{4.8} R L Stenzel, W Gekelman, N Wild, J M Urrutia, D Whelan, *Rev. Sci. Instrum.* 54 (1983) 1302
- ^{4.9} G Marr *Plasma Spectroscopy*, Elsevier Pub. Comp., Amsterdam (1968)

5 Modelul uniparticulă

Deși folosește simplificări majore, modelul uniparticulă, după cum vom vedea pe parcursul acestui capitol, poate fi folosit pentru a descrie multe din aspectele comportării în câmpuri electrice și magnetice a plasmelor de densitate mică. Aceasta deoarece pentru aceste plasmă pot fi neglijate efectele câmpurilor electrice și magnetice generate de însăși particulele plasmă, aceste câmpuri fiind mult mai slabe decât câmpurile generate de sursele externe. Deasemenea, densitățile de particule fiind mici, efectul ciocnirilor poate fi neglijat, astfel încât plasma este privită ca o colecție de particule care se mișcă în câmpurile externe independent unele de altele. Metoda este împrumutată din teoria acceleratoarelor de particule, în care descrierea mișcării ansamblului de particule se face pe baza studiului mișcării individuale a particulelor reprezentative, electroni și ioni. Modelul nu poate spune nimic despre mișcarea particulelor neutre, rolul acestora în comportarea plasmă fiind neglijat.

5.1 Ecuția generală de mișcare a particulelor încărcate electric în câmpuri electrice și magnetice. Legea de conservare a energiei.

Neglijând forțele gravitaționale și efectele relativiste, studiul mișcării particulelor încărcate ale plasmă se face pe baza ecuației diferențiale a mișcării:

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = q [\vec{E}(\vec{r}, t) + \vec{v} \times \vec{B}(\vec{r}, t)], \quad 5.1$$

unde m , q și $\vec{v}$ sunt masa, sarcina și viteza particulei, iar $\vec{E}(\vec{r}, t)$ și $\vec{B}(\vec{r}, t)$ sunt intensitatea câmpului electric și, respectiv, inducția câmpului magnetic care sunt, în general, mărimi variabile în timp și neuniforme în spațiu. Deși ecuația 5.1 pare simplă, rezolvarea ei analitică, respectiv, găsirea unor clase de funcții $\vec{r}(t)$ care verifică ecuația, este de cele mai multe ori imposibilă, motiv pentru care se recurge la metode numerice

pentru găsirea unor soluții particulare. Totuși, dat fiind faptul că soluțiile analitice permit tragerea unor concluzii cu caracter mai general asupra comportării plasmei, în cele ce urmează ne vom referi la studiul unor configurații de câmpuri electrice și magnetice care, pe de-o parte, prezintă interes pentru studiul comportării plasmelor din laborator și natură, iar pe de altă parte permit integrarea analitică a ecuației diferențiale de mișcare 5.1. După cum vom vedea, în unele cazuri acest lucru este posibil doar dacă se fac unele restricții privind neuniformitatea spațială și dependența de timp a câmpurilor electric și magnetic.

O primă concluzie generală legată de mișcarea particulelor guvernată de ecuația 5.1 se obține considerând integrala primă a mișcării:

$$\int_A^B m \frac{d\vec{v}}{dt} \cdot d\vec{r} = q \int_A^B [\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}] \cdot d\vec{r}, \quad 5.2$$

unde A și B sunt două puncte de pe traiectoria particulei. Ținând cont că $m(d\vec{v}/dt) \cdot d\vec{r} = m\vec{v} \cdot d\vec{v} = d(m\vec{v}^2 / 2)$ și că lucrul mecanic al forței Lorentz este nul, dat fiind că această forță este tot timpul perpendiculară pe traiectorie, $(\vec{v} \times \vec{B}) \cdot d\vec{r} = 0$, rezultă că variația energiei cinetice a particulei, $\Delta E_c = E_c^B - E_c^A$, este datorată exclusiv acțiunii câmpului electric:

$$\Delta E_c = q \int_A^B \vec{E} \cdot d\vec{r} \quad 5.3$$

Cu alte cuvinte, în absența componentei electrice a câmpului electromagnetic (câmp magnetostatic), energia cinetică, respectiv modulul vitezei, particulelor plasmei nu se modifică. Acțiunea unui câmp magnetic static sau lent variabil în timp, astfel încât componenta electrică a câmpului electromagnetic datorată inducției electromagnetice să poată fi neglijată, nu poate avea ca efect modificarea energiei cinetice a particulelor plasmei.

5.2 Mișcarea particulelor încărcate în câmpuri statice și uniforme

5.2.1 Mișcarea particulelor încărcate în câmp electrostatic uniform

În acest caz ecuația diferențială a mișcării se reduce la forma:

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = q\vec{E}_0, \quad 5.4$$

unde $\vec{E}_0$ este intensitatea câmpului electrostatic uniform. Considerând că la momentul inițial t_0 starea de mișcare a particulei este caracterizată prin vectorul de poziție $\vec{r}_0$ și prin viteza $\vec{v}_0$, integrarea ecuației 5.4 conduce la următoarele soluții generale pentru viteza și vectorul de poziție a particulei:

$$\vec{v}(t) = \vec{v}_0 + \frac{q\vec{E}_0}{m} t \quad 5.5$$

$$\vec{r}(t) = \vec{r}_0 + \vec{v}_0 t + \frac{q\vec{E}_0}{m} t^2. \quad 5.6$$

Particula execută o mișcare accelerată cu accelerația:

$$\vec{a} = \frac{q\vec{E}_0}{m}. \quad 5.7$$

În cazul unei plasmă simple formate din ioni pozitivi și electroni, acțiunea câmpului electric induce o separare a particulelor după sarcina electrică, ionii și electronii având mișcări cu accelerații opuse (conform formulei 5.7), în sensul acțiunii câmpului pentru ionii pozitivi și în sens opus acțiunii câmpului electric pentru electroni. Datorită masei mari a ionilor, comparativ cu a electronilor, accelerația acestora din urmă va fi mult mai mare, astfel că în primă aproximație se poate considera că doar electronii sunt cei care răspund la acțiunea câmpului extern. Separarea sarcinilor electrice indusă de câmpul electric extern duce la apariția unui câmp electric intern care ecranează câmpul extern astfel încât acesta pătrunde în plasmă doar într-un strat de la suprafața acesteia de grosime comparabilă cu lungimea Debye (secțiunea 2.4).

5.2.2 Mișcarea particulelor încărcate în câmp magnetostatic uniform. Diamagnetismul plasmei

Fără a restrânge generalitatea soluțiilor ecuației de mișcare, putem considera liniile câmpului magnetostatic uniform pe direcția axei Oz a unui sistem de referință cartezian, astfel încât inducția câmpului magnetic se scrie sub forma: $\vec{B}_0 \equiv (0, 0, B_0)$. Ecuația de mișcare este în acest caz:

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = q(\vec{v} \times \vec{B}_0) \quad 5.8$$

Folosind notația

$$\omega_c = \frac{qB_0}{m} \quad 5.9$$

pentru pulsația mișcării-ciclotronice a particulei în câmp magnetic static și omogen, ecuația 5.8 se poate scrie pe componente ca:

$$\dot{v}_x = \omega_c v_y \quad 5.10 (a)$$

$$\dot{v}_y = -\omega_c v_x \quad 5.10 (b)$$

$$\dot{v}_z = 0, \quad 5.10 (c)$$

unde punctul de deasupra componentelor vitezelor are semnificația derivatei temporale a acestora.

Presupunem că la momentul inițial, t_0 , starea de mișcare a particulei este caracterizată de vectorul de poziție $\vec{r}_0 \equiv (x_0, y_0, z_0)$ și viteza $\vec{v}_0$. Din motive care ulterior vor apărea evidente, descompunem viteza $\vec{v}_0$ în componentele paralelă, $\vec{v}_{\parallel} = \vec{v}_z$, și perpendiculară, $\vec{v}_{\perp} = \vec{v}_{0x} + \vec{v}_{0y}$, în raport cu direcția liniilor de câmp magnetic (figura 5.1):

$$\vec{v}_0 = \vec{v}_{\parallel} + \vec{v}_{\perp} \quad 5.11$$

Fără a restrânge generalitatea soluțiilor obținute, putem considera la momentul inițial $v_{0y} = 0$. Ecuațiile 5.10 (a) și (b) se derivează în raport cu

timpul pentru decuplarea lor, astfel încât în final ele să poată fi integrate separat. Obținem astfel un nou sistem de ecuații diferențiale:

$$\ddot{v}_x + \omega^2 v_x = 0 \quad 5.12 (a)$$

$$\ddot{v}_y + \omega^2 v_y = 0. \quad 5.12 (b)$$

Ecuatiile obținute sunt de tip oscilator și pentru condițiile inițiale precizate mai sus admit soluții armonice de forma:

$$v_x = v_{\perp} \cos(\omega_c t + \theta_0) \quad 5.13 (a)$$

$$v_y = -v_{\perp} \sin(\omega_c t + \theta_0), \quad 5.13 (b)$$

unde, conform condițiilor inițiale, constanta de integrare $\theta_0 = \arctg(-v_{y0} / v_{x0})$ și este zero în condițiile în care particula intra în câmp pe direcția Ox . Soluția ecuației 5.10 (c) este:

$$v_z = v_{\parallel} \quad 5.13 (c)$$

Putem constata cu ușurință că soluțiile 5.13 satisfac legea de conservare a energiei cinetice a particulelor în mișcarea lor în câmpul magnetostatic:

$$v^2 = v_x^2 + v_y^2 + v_z^2 = v_{\perp}^2 + v_{\parallel}^2 = v_0^2 \quad 5.14$$

Integrând ecuațiile 5.13 obținem ecuațiile parametrice ale traiectoriei mișcării*:

$$x = a_c \sin(\omega_c t) + x_1 \quad 5.15 (a)$$

$$y = a_c \cos(\omega_c t) + y_1 \quad 5.15 (b)$$

$$z = v_{\parallel} t + z_1 \quad 5.15 (c)$$

unde a_c este raza Larmor a mișcării ciclotronice:

$$a_c = \frac{v_{\perp}}{\omega} = \frac{mv_{\perp}}{qB}, \quad 5.16$$

* La integrare am considerat $v_{y0} = 0$ și ca urmare $\theta_0 = 0$.

iar x_l , y_l și z_l sunt constante de integrare care pot fi determinate pe baza condițiilor inițiale. Astfel pentru situația prezentată în figura 5.1 avem:

$$x_l = x_0, y_l = y_0 - a_c \text{ și } z_l = z_0. \quad 5.17$$

Traectoria mișcării particulei este o elice (figura 5.1) în jurul liniei de câmp magnetic care trece prin punctul de coordonate (x_l, y_l) numit centru de ghidare (CG). Pasul elicei este lungimea parcursă de particulă în lungul liniilor de câmp magnetic cu viteza $v_{||}$ pe durata unei perioade Larmor:

$$h = \frac{2\pi m}{qB_0} v_{||}. \quad 5.18$$

Făcând abstracție de mișcarea cu viteză constantă în lungul liniilor de câmp, particulele se mișcă în planul perpendicular pe un cerc de rază a_c astfel încât prin mișcarea lor să genereze un câmp magnetic opus celui extern. Astfel, sensul de rotație pe traectoria circulară poate fi stabilit ținând cont că o particulă încărcată pozitiv în mișcare de rotație pe o traectorie închisă generează un câmp magnetic a cărui sens este

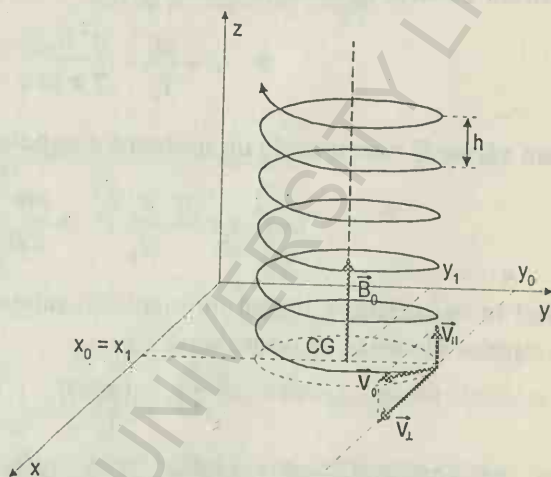


Figura 5.1 Traectoria mișcării unui ion pozitiv în câmpul magnetostatic uniform.

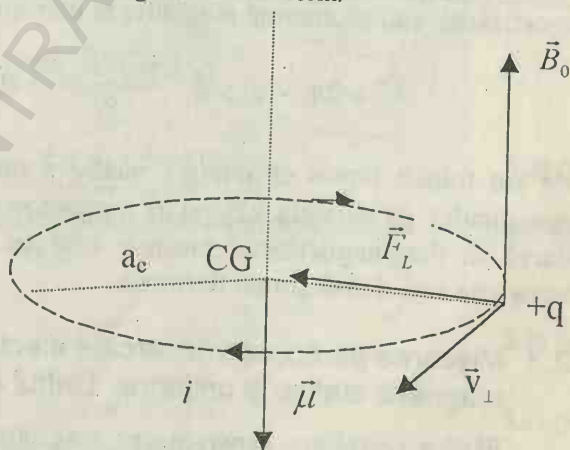


Figura 5.2 Momentul magnetic generat de mișcarea ciclotonică a unei particule pozitive în câmp magnetostatic uniform

dat de sensul de înaintare a unui burghiu drept rotit în sensul de mișcare a particulei (figura 5.2). Sensul de rotație al particulei se poate stabili și în funcție de sensul de acțiune a forței Lorentz, $\vec{F}_L = q(\vec{v}_\perp \times \vec{B}_0)$, care joacă rol de forță centripetă a mișcării. Particula în mișcare de rotație generează un curent electric circular de intensitate:

$$i = \frac{q}{T_c} = \frac{q^2 B_0}{2\pi m}, \quad 5.19$$

curent căruia îi corespunde un moment magnetic:

$$\mu = i \cdot S = \frac{q \cdot \pi \cdot a_c^2}{T_c} = \frac{mv_\perp^2}{2B_0} = \frac{E_{c\perp}}{B_0} \quad 5.20$$

Luând în considerare sensul momentului magnetic al mișcării ciclotronice a sarcinilor electrice se poate scrie:

$$\vec{\mu} = -\frac{E_{c\perp}}{B_0^2} \vec{B}_0,$$

ceea ce înseamnă că plasma prin mișcarea particulelor sale se magnetizează în sens opus câmpului magnetic extern, adică constituie un mediu diamagnetic. Pentru o plasmă izotermă simplă, $n_e = n_i = n_0$, magnetizarea, sau momentul magnetic al unității de volum, este:

$$\vec{M} = 2n_0 \langle \vec{\mu} \rangle = \frac{2n_0 \langle E_{c\perp} \rangle}{B_0^2} \vec{B}_0 = \frac{2n_0 k_B T}{B_0^2} \vec{B}, \quad 5.21$$

unde am folosit faptul că energia medie a mișcării termice într-un plan perpendicular pe direcția câmpului magnetostatic este $\langle E_{c\perp} \rangle = k_B T$. Se observă că diagmagnetismul plasmei este cu atât mai pronunțat cu cât plasma este mai densă și mai fierbinte.

5.2.3 Mișcarea particulelor încărcate electric în câmpuri electric și magnetic statice și uniforme. Driftul electric al plasmei.

Fără a restrânge generalitatea rezultatelor pe care le vom obține, putem alege un sistem cartezian de coordonate $Oxyz$ astfel încât liniile de câmp magnetic să aibă direcția axei Oz , iar câmpul electric să aibă

componenta perpendiculară pe câmpul magnetic a intensității electrice după direcția axei Oy (figura 5.3). Cu alte cuvinte alegem sistemul $Oxyz$ astfel încât să putem exprima vectorii inducție magnetică și intensitate a câmpului electric astfel:

$$\vec{B}_0 \equiv (0, 0, B_0) \text{ și } \vec{E} \equiv (0, E_{\perp}, E_{\parallel}).$$

În aceste condiții ecuația diferențială a mișcării se va scrie pe componente astfel:

$$\dot{v}_x = \omega_c v_y \quad 5.22 \text{ (a)}$$

$$\dot{v}_y = -\omega_c v_x + \frac{q}{m} E_{\perp} \quad 5.22 \text{ (b)}$$

$$\dot{v}_z = \frac{q}{m} E_{\parallel}, \quad 5.22 \text{ (c)}$$

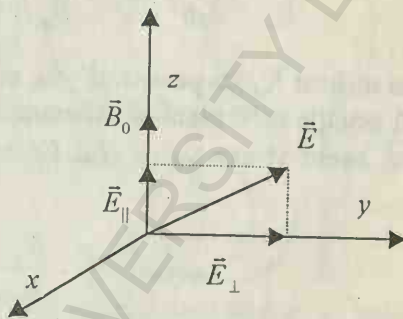


Figura 5.3 Configurația câmpurilor electric și magnetic.

Considerând la momentul inițial, $t_0 = 0$, componenta pe direcția câmpului magnetic a vitezei v_{z0} și coordonata z_0 , putem integra imediat ecuația 5.22 (c) și se obține ecuația mișcării uniform accelerate în lungul liniilor de câmp magnetic:

$$v_z = v_{z0} + \frac{qE_{\parallel}}{m} t \quad 5.23 \text{ (a)}$$

$$z = z_0 + v_{z0} t + \frac{qE_{\parallel}}{m} t^2 \quad 5.23 \text{ (b)}$$

Ecuațiile 5.22 (a) și (b) pot fi decuplate în aceeași manieră cu cea prezentată în secțiunea anterioară și se obține:

$$\ddot{v}_x + \omega_c^2 v_x = \omega_c \frac{q}{m} E_{\perp} \quad 5.24 \text{ (a)}$$

$$\ddot{v}_y + \omega_c^2 v_y = 0. \quad 5.24 \text{ (b)}$$

Ecuația 5.24 (b) rămâne la fel cu ecuația 5.12(b), ceea ce indică faptul că mișcarea după direcția axei Oy rămâne în continuare armonică, viteza și coordonata particulei de-a lungul acestei direcții fiind date de expresiile

5.13 (b), respectiv 5.15 (b), unde $v_{\perp}$ este valoarea componentei perpendiculare pe direcția câmpului magnetic a vitezei inițiale a particulei, v_0 . (relația 5.11). Deoarece câmpul electric este staționar, observăm că putem rescrie ecuația 5.24 (a) sub forma:

$$\frac{d^2}{dt^2} \left(v_x - \frac{E_{\perp}}{B_0} \right) + \omega_c^2 \left(v_x - \frac{E_{\perp}}{B_0} \right) = 0, \quad 5.25$$

unde am utilizat $E_{\perp}/B_0$ pentru $qE_{\perp}/\omega_c m$.

Această ecuație este identică cu ecuația omogenă 5.12 (a) în care în loc de viteza v_x avem viteza $v_x - E_{\perp}/B_0$. Ca urmare soluția ei se poate scrie sub forma:

$$v_x = \left(v_{0x} - \frac{E_{\perp}}{B_0} \right) \cos \omega_c t + \frac{E_{\perp}}{B_0}. \quad 5.26$$

Integrând din nou această ecuație se găsește expresia poziției x a particulei:

$$x = x_0 + \frac{v_{0x} - E_{\perp}/B_0}{\omega_c} \sin \omega_c t + \frac{E_{\perp}}{B_0} t \quad 5.27$$

Această ecuație împreună cu ecuația 5.15 (b) formează ecuațiile parametrice ale traiectoriei particulei în planul Oxy perpendicular pe liniile de câmp magnetic. În figura 5.4 sunt prezentate asemenea traiectorii pentru electroni și pentru ioni. Se observă că în timp ce pe direcția câmpului electric particula are o mișcare armonică, pe direcția perpendiculară pe direcția câmpului electric și a câmpului magnetic particula are o mișcare de drift cu viteză medie $E_{\perp}/B_0$. Mișcarea de drift electric este descrisă de mișcarea centrului de rotație a traiectoriei particulei în plan perpendicular pe liniile de câmp, dat fiind că la mediere componentele armonice ale vitezei, care descriu mișcarea circulară, se anulează:

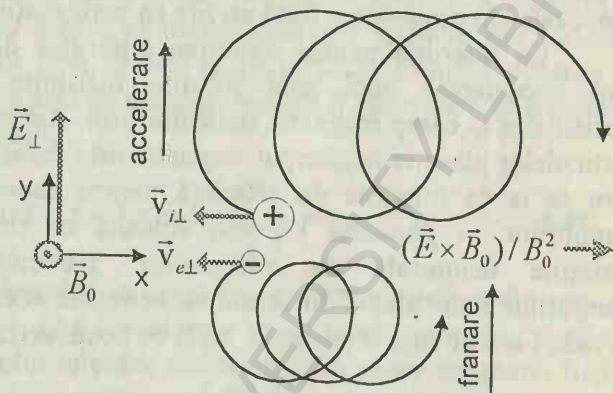
$$v_{CG} = \langle v_x \rangle = \frac{1}{T} \int_0^T v_x(t) dt = \frac{E_{\perp}}{B_0} \quad 5.28$$

Viteza de drift electric se poate exprima prin relația:

$$\vec{v}_E = \frac{\vec{E} \times \vec{B}_0}{B_0^2}$$

5. 29

Caracteristic acestei mișcări este faptul că toate particulele încărcate ale plasmei, indiferent de energia cinetică, sarcina și masa lor, au mișcarea de drift electric caracterizată de aceeași viteză, $\vec{v}_E$, dependentă doar de



Pentru a înțelege de ce se întâmplă acest lucru, să analizăm traiectoria unui ion în planul perpendicular pe câmpul magnetic. Mișcarea pe direcția de acțiune a câmpului electric este armonică, particula mișcându-se alternativ, în sensul câmpului electric fiind accelerată și decelerată în sens opus. În urma accelerării, componenta perpendiculară pe câmpul magnetic crește, crescând astfel și raza de curbură a traiectoriei. La decelerare, viteza și raza de curbură scad, astfel

că în urma unei rotații traiectoria nu se mai închide într-un cerc, ci înaintează pe direcția perpendiculară pe câmpul electric și magnetic cu viteza $\vec{v}_E$. Acest lucru se întâmplă indiferent de sensul de rotație a particulei și de valoarea vitezei de rotație pe traiectorie.

5.3 Aproximația adiabatică a mișcării particulelor în câmpuri nestăționare și câmpuri neuniforme.

Rezolvarea ecuației diferențiale a mișcării 5.1 pentru cazul general al câmpurilor nestăționare și neuniforme spațial este în cele mai multe cazuri imposibilă. Totuși, după cum vom vedea, în unele cazuri acest lucru este posibil dacă se fac restricții pentru cazul în care neuniformitatea spațială este "slabă" și variația în timp a câmpurilor electric și magnetic

este "lentă". În cazul în care aceste condiții sunt îndeplinite, mișcarea de bază a particulelor este cea cunoscută pentru cazul câmpurilor electric și magnetic statice și uniforme, neuniformitățile spațiale și variațiile temporale ale câmpurilor fiind privite ca perturbații mici.

Ca referință pentru stabilirea criteriilor după care aceste variații sunt considerate mici sunt folosite mărimile caracteristice mișcării particulelor în câmp magnetic static uniform. Astfel mișcarea ciclotronică a particulelor plasmei în câmpul magnetic este caracterizată de raza Larmor, care se ia ca lungime de referință pentru neomogenitățile spațiale ale câmpurilor, și perioada Larmor, folosită ca timp de referință pentru variațiile temporale ale câmpurilor. Neomogenitățile spațiale ale câmpurilor sunt "slabe" în sensul că variațiile acestora pe o distanță egală cu raza Larmor sunt mici, astfel încât se poate scrie:

$$\delta\Psi = \left(\frac{\partial\Psi}{\partial x} \right) a_c \ll \bar{\Psi}, \quad 5.30$$

unde Ψ este o funcție vectorială, care poate fi $\vec{E}(\vec{r}, t)$ sau $\vec{B}(\vec{r}, t)$, a cărei valoare medie în acest caz este exprimată de relația:

$$\bar{\Psi} = \frac{1}{a_c} \int_0^{a_c} \Psi(x) \cdot dx.$$

Aceasta înseamnă că variația spațială $\delta\Psi$ pe o distanță egală cu distanța caracteristică a mișcării particulelor, în cazul de față raza Larmor, este mică în comparație cu valoarea locală medie $\bar{\Psi}$.

În același mod se pune problema pentru variația temporală a câmpurilor. Variația temporală $\delta\Psi$ pe o perioadă caracteristică a mișcării particulelor, în cazul de față perioada Larmor, trebuie să fie mult mai mică decât valoarea medie $\bar{\Psi}$ în intervalul de timp respectiv:

$$\delta\Psi = \left(\frac{\partial\Psi}{\partial t} \right) T_c \ll \bar{\Psi}, \quad 5.31$$

unde $\bar{\Psi} = \frac{1}{T_c} \int_0^{T_c} \Psi(t) \cdot dt.$

În condițiile în care sunt îndeplinite inegalitățile 5.30 și 5.31, variațiile spațiale și temporale ale câmpurilor electric și magnetic sunt suficient de lente, astfel încât mișcarea de bază a particulelor să fie cea cunoscută pentru câmpul magnetostatic (mișcarea elicoidală descrisă în secțiunea precedentă). În acest caz neomogenitățile spațiale sau variațiile temporale ale câmpurilor sunt privite ca perturbații, soluțiile ecuației de mișcare a particulelor în astfel de câmpuri putând fi exprimate ca o serie de puteri ale acestor perturbații,

$$\vec{r}(t) = r_0(t) + \vec{r}_1(t) \left(\frac{\delta \Psi}{\Psi} \right) + \dots, \quad 5.32$$

efectele acestora fiind descrise în principal de termenii de ordin unu. În astfel de cazuri se pot găsi invarianți ai mișcării, numiți invarianți adiabatici. Astfel momentul mișcării ciclotronice în câmp magnetic “ușor” neomogen care satisface condiția 5.31 este un astfel de invariant: Presupunând o particulă care se deplasează în lungul liniilor de câmp magnetostatic neomogen, în sensul creșterii inducției câmpului magnetic, se constată invarianța momentului cinetic orbital al mișcării, $\vec{L}$, fapt ce are drept consecință invarianța momentului magnetic al mișcării ciclotronice, $\vec{\mu}$, și a fluxului prin suprafața mărginită de proiecția traiectoriei particulei în plan perpendicular pe liniile de câmp, Φ :

$$\dot{\vec{L}} = \vec{M}_F = \vec{r} \times q(\vec{v} \times \vec{B}) = 0 \quad 5.33$$

$$|\vec{L}| = q_e m v_{\perp} = \frac{m^2 v_{\perp}^2}{qB} = \frac{2m}{q} \frac{E_{c\perp}}{B} = \frac{2m}{q} \mu = const., \quad 5.34$$

de unde rezultă invarianța momentului magnetic al mișcării ciclotronice a particulelor încărcate:

$$\mu = \frac{E_{c\perp}}{B} = const. \quad 5.35$$

Fluxul câmpului magnetic prin suprafața mărginită de traiectoria particulei este de asemenea constant:

$$\Phi = \pi a_c^2 B = \frac{2\pi m}{q^2} \mu = \text{const.} \quad 5.36$$

5.4 Mișcarea particulelor plasmei în câmpuri nestaționare

5.4.1 Mișcarea particulelor încărcate în câmp magnetic uniform și lent variabil în timp

Considerăm mișcarea particulelor într-o regiune în care acționează un câmp magnetic uniform a cărui inducție magnetică crește lent în timp, $\vec{B} = \vec{B}(t)$. Dimensiunile regiunii în care acționează câmpul magnetic uniform sunt considerate a fi mult mai mari decât raza de girație Larmor a particulelor plasmei. Conform legii inducției electromagnetice a lui Faraday, variația temporală a inducției câmpului magnetic este însoțită de un câmp electric rotativ a cărui expresie este dată de ecuația:

$$\nabla \times \vec{E} = -\dot{\vec{B}}. \quad 5.37$$

Ne vom limita la cazul câmpului magnetic lent variabil în timp, pentru care putem folosi aproximația adiabatică conform căreia variația inducției magnetice pe timp de o perioadă de girație este mult mai mică decât valoarea medie a acesteia în intervalul de timp respectiv:

$$\delta B = \dot{B} T_c = \frac{2\pi m \dot{B}}{qB} \ll \bar{B} \approx B \quad 5.38$$

În aceste condiții, traiectoria particulelor rămâne aproape circulară, deși după cum vom vedea, ea nu mai este închisă. Aplicând legea inducției electromagnetice sub formă integrală pentru o astfel de traiectorie, pe care o considerăm circulară, avem:

$$\oint_{\text{orbita}} \vec{E} \cdot d\vec{s} = -\frac{d}{dt} \int_s \vec{B} \cdot d\vec{s} \quad 5.39$$

Presupunând traiectoria particulelor ca fiind un cerc de rază a_c și ținând cont de uniformitatea câmpului magnetic, ecuația de mai sus dă expresia intensității câmpului electric rotațional accelerator:

$$2\pi\alpha_c E_\theta = -\dot{B}\pi\alpha_c^2$$

5.40

Semnul minus arată că sensul câmpului electric este invers sensului pozitiv de parcurs a traiectoriei particulei, sens asociat cu direcția liniilor de câmp magnetic (figura 5.5). În cazul în care inducția câmpului magnetic crește lent în timp, câmpul electric rotativ indus acționează astfel încât particulele sunt accelerate pe traiectorie indiferent de semnul sarcinii lor. Creșterea componentei perpendiculare pe liniile de câmp magnetic a vitezei particulei la efectuarea unei rotații se poate calcula cu ajutorul teoremei de variație a energiei cinetice:

$$\delta E_{cl} = q(-2\pi\alpha_c E_\theta) = \dot{B}\pi\alpha_c^2$$

Viteza de variație a energiei cinetice a particulei este:

$$\dot{E}_{cl} = \frac{\delta E_{cl}}{T_c} = \frac{\dot{B}\pi\alpha_c^2}{T_c} = \frac{\dot{B}v_\perp a_c}{2} = \frac{\dot{B}v_\perp^2}{2\omega_c} = \frac{\dot{B}mv_\perp^2}{2qB}$$

De aici rezultă:

$$\frac{1}{E_{cl}} \frac{dE_{cl}}{dt} = \frac{1}{B} \frac{dB}{dt} \text{ sau } \frac{d \ln E_{cl}}{dt} - \frac{d \ln B}{dt} = 0,$$

ecuație se poate scrie sub forma: $\frac{d \ln(E_{cl}/B)}{dt} = 0$, de unde rezultă:

$$\frac{E_{cl}}{B} = \text{const.} \quad 5.41$$

Această ecuație nu exprimă altceva decât invarianța momentului magnetic al mișcării particulei și arată că viteza mișcării particulei în plan

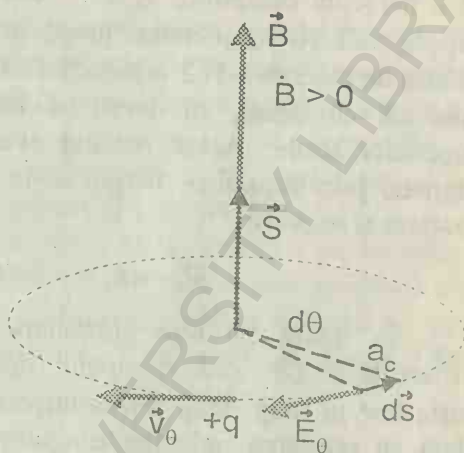


Figura 5.5 Accelerația particulelor încărcate pozitiv în câmp magnetic uniform a cărui inducție magnetică crește lent în timp. Particulele încărcate negativ sunt deasemeni accelerate, deoarece sensul mișcării lor pe traiectorie este inversat, odată cu sensul de acțiune a forței electrice.

perpendicular pe liniile câmpului magnetic crește proporțional cu puterea $1/2$ a inducției câmpului, $v_{\perp} \sim B^{1/2}$. Dat fiind că raza traiectoriei, a_c , este proporțională cu $v_{\perp}$ și invers proporțională cu B , rezultă o dependență a acesteia de puterea $-1/2$ a inducției câmpului magnetic, $a_c \sim B^{-1/2}$. Aceasta înseamnă că odată cu creșterea inducției câmpului magnetic, raza traiectoriei scade. Acest rezultat este reflectat și de fluxul câmpului magnetic prin suprafața mărginită de traiectoria particulei, care este un invariant al mișcării:

$$\Phi = \pi a_c^2 B = \text{const.}$$

5.42

În figura 5.6 este prezentată traiectoria unui electron în plan perpendicular pe liniile câmpului magnetic a cărei inducție magnetică crește lent în timp. Deși viteza mișcării $v_{\perp}$ crește, raza traiectoriei scade odată cu creșterea inducției câmpului magnetic, astfel încât traiectoria înconjoară un număr constant de linii de câmp (prin convenție, densitatea de linii de câmp exprimă valoarea inducției câmpului magnetic).

Accelerarea particulelor plasmei în câmp magnetic lent variabil în timp este folosită pentru "încălzirea" plasmelor în instalațiile experimentale de laborator. Plasma încălzită se obține la finalul unui proces de creștere lentă a inducției câmpului magnetic. Se observă că încălzirea plasmei prin această metodă introduce anizotropie în spațiul vitezelor, deoarece numai valorile componentelor vitezei în plan perpendicular pe liniile câmpului magnetic sunt mărite.

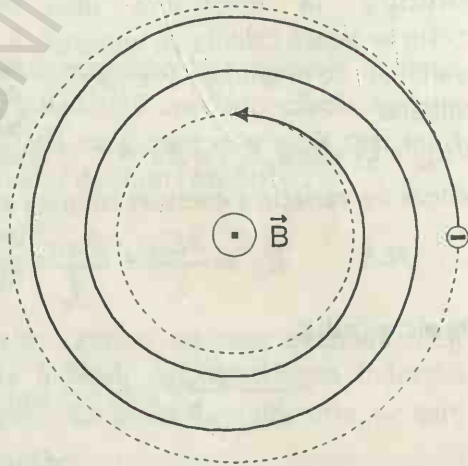


Figura 5.6 Traiectoria unui electron accelerat într-un câmp magnetic uniform, lent variabil în timp.

5.4.2 Mișcarea particulelor în câmp magnetic static și uniform și câmp electric nestaționar

În experimentele de încălzire a plasmei pentru producerea reacțiilor termonucleare controlate, în studiul proprietăților de propagare a undelor electromagnetice sau a altor tipuri de unde în plasma magnetizată, ca și în unele experimente de producere a plasmei prin descărcări de radiofrecvență, particulele plasmei pot fi supuse acțiunii simultane a unui câmp magnetic staționar și a unui câmp electric alternativ.

În cele ce urmează vom considera cazul mișcării particulelor în câmp magnetic uniform a cărei inducție magnetică este orientată de-a lungul axei Oz a unui sistem de coordonate cartezian $Oxyz$ și în câmp electric alternativ, uniform în spațiu, cu o orientare în planul Ox a intensității, armonic în timp cu pulsația ω și amplitudinea E_0 :

$$\vec{B}_0 \equiv (0, 0, B_0) \quad 5.43 \text{ (a)}$$

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{-i\omega t} \equiv (0, E_{0x} e^{-i\omega t}, E_{0z} e^{-i\omega t}), \quad 5.43 \text{ (b)}$$

unde s-a folosit funcția complexă $e^{-i\omega t}$ pentru reprezentarea oscilațiilor armonice a câmpului electric. Ecuația de mișcare a unei particule cu sarcină electrică q și masă m într-un astfel de câmp se scrie pe componente astfel:

$$\dot{v}_x = \omega_c v_y + \frac{q}{m} E_{0x} e^{-i\omega t} \quad 5.44 \text{ (a)}$$

$$\dot{v}_y = -\omega_c v_x \quad 5.44 \text{ (b)}$$

$$\dot{v}_z = \frac{q}{m} E_{0z} e^{-i\omega t} \quad 5.44 \text{ (c)}$$

Ecuația 5.44 (c) este ușor de integrat, ea având soluții ce descriu o mișcare armonică cu pulsația câmpului electric în lungul liniilor de câmp magnetic, soluții care nu diferă de cele ale mișcării particulei în câmp electric oscilant în absența câmpului magnetic:

$$\tilde{v}_z = -\frac{q}{i\omega m} \tilde{E}_z, \quad 5.45$$

unde tilda indică faptul că este vorba de mărimi care au o variație armonică în timp cu pulsația ω . Ținând cont de faptul că axa Oz a fost aleasă în lungul liniilor de câmp, rezultă că pe direcția paralelă câmpului magnetic centrul de ghidare va avea o mișcare oscilatorie, mișcare care va conduce la polarizarea plasmă după această direcție, motiv pentru care vom nota $v_z = v_{\parallel}$:

$$\tilde{v}_{\parallel} = \frac{iq}{\omega m} \tilde{E}_{\parallel} = \mu_{\parallel} \tilde{E}_{\parallel}, \quad 5.46$$

unde $\mu_{\parallel}$ este componenta pe direcția câmpului magnetic a tensorului mobilității electrice a particulelor plasmă luate în considerare.

Separând variabilele în ecuațiile 5.44 (a) și (b) prin metoda cunoscută din secțiunea 5.2.1, obținem:

$$\ddot{v}_x = -\omega_c^2 \left(v_x + \frac{i\omega E_{0x} e^{-i\omega t}}{\omega_c B_0} \right) \quad 5.47 (a)$$

$$\ddot{v}_y = -\omega_c^2 \left(v_y - \frac{E_{0x} e^{-i\omega t}}{B_0} \right) \quad 5.47 (b)$$

Dacă variația armonică a câmpului electric este lentă în comparație cu mișcarea ciclotronică a particulei în câmp magnetic, $\omega < \omega_c$, câmpul magnetic va determina o mișcare elicoidală peste care se suprapune mișcarea de oscilație armonică cu pulsația câmpului electric. În aceste condiții se caută soluții ale ecuațiilor 5.47 (a) și (b) de forma soluțiilor 5.13 (a) și (b), care descriu mișcarea ciclotronică în câmp magnetic uniform și staționar, la care se adaugă perturbația vitezei indusă de câmpul electric oscilatoriu, $\tilde{u} \equiv (\tilde{u}_x, \tilde{u}_y)$:

$$v_x = v_{\perp} \cos(\omega_c t) + \tilde{u}_x \quad 5.48 (a)$$

$$v_y = -v_{\perp} \sin(\omega_c t) + \tilde{u}_y. \quad 5.48 (b)$$

Derivând de două ori aceste ecuații și ținând cont că $\ddot{u} = -i\omega \tilde{u}$ și $\ddot{u} = -\omega^2 \tilde{u}$, obținem:

$$\ddot{v}_x = -\omega_c^2 v_x + (\omega_c^2 - \omega^2) \tilde{v}_x \quad 5.49 (a)$$

$$\ddot{v}_y = -\omega_c^2 v_y + (\omega_c^2 - \omega^2) \tilde{v}_y \quad 5.49 \text{ (b)}$$

În cazul în care $\omega \ll \omega_c$, ecuațiile de mai sus devin:

$$\ddot{v}_x = -\omega_c^2 (v_x - \tilde{v}_x) \quad 5.50 \text{ (a)}$$

$$\ddot{v}_y = -\omega_c^2 (v_y - \tilde{v}_y) \quad 5.50 \text{ (b)}$$

Comparând ecuațiile 5.50 cu ecuațiile 5.47, deducem expresiile perturbației vitezei datorate acțiunii câmpului electric oscilant:

$$\tilde{v}_x = \frac{-i\omega E_{0x} e^{-i\omega t}}{\omega_c B_0} = \frac{1}{\omega_c B_0} \frac{\partial \tilde{E}_x}{\partial t} \quad 5.51$$

$$\tilde{v}_y = \frac{\tilde{E}_x}{B_0} \quad 5.52$$

Ecuția 5.51 descrie driftul electric al centrului de ghidare, rezultat deja cunoscut pentru cazul câmpului electric staționar. Ecuția 5.52 se poate scrie sub forma:

$$\tilde{v}_y = \mu_H \tilde{E}_x, \quad 5.53$$

unde $\mu_H = 1/B_0$ reprezintă valoarea termenilor nediagonali ai tensorului mobilității (formula 5.56), cei care descriu efectul Hall ce apare ca urmare a aplicării câmpurilor electric și magnetic cu linii reciproc perpendiculare.

Ecuția 5.51 descrie o mișcare oscilatorie a centrului de ghidare pe direcția de acțiune a componentei transversale a intensității câmpului electric. Rezultă că, în cazul în care frecvența câmpului electric este mult mai mică decât frecvența mișcării ciclotronice, centrul de ghidare execută pe lângă mișcarea de drift electric și o mișcare oscilatorie pe direcția de acțiune a câmpului, fapt care conduce la polarizarea plasmei, motiv pentru care această viteză de drift se numește de polarizare. Pentru particulele încărcate negativ viteza de polarizare are semn opus, astfel încât putem generaliza expresia vitezei de drift de polarizare a centrului de ghidare la forma:

$$\tilde{v}_{p\perp} = \pm \frac{1}{\omega_c B_0} \frac{\partial \tilde{E}_\perp}{\partial t} \quad 5.54$$

Pentru cazul câmpului electric cu o variație armonică în timp avem:

$$\tilde{v}_{p\perp} = \mp \frac{i\omega}{\omega_c B_0} \tilde{E}_\perp = \mu_\perp \tilde{E}_\perp, \quad 5.55$$

unde $\mu_\perp$ este componenta pe direcția transversală a câmpului magnetic a tensorului mobilității electrice a particulelor plasmei luate în considerare.

Sintetizând rezultatele obținute mai sus, rezultă că, în ipoteza acțiunii unui câmp electric nestaționar armonic cu pulsația mult mai mică decât pulsația ciclotronică a particulelor plasmei, soluția ecuației de mișcare 5.44 poate fi scrisă în funcție de tensorul mobilității electrice a particulelor:

$$\begin{pmatrix} v_x \\ v_y \\ v_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mu_\perp & -\mu_H & 0 \\ \mu_H & \mu_\perp & 0 \\ 0 & 0 & \mu_\parallel \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \tilde{E}_x \\ 0 \\ \tilde{E}_z \end{pmatrix}, \quad 5.56$$

unde componentele tensorului mobilității sunt definite de relațiile 5.46, 5.53 și 5.55.

5.5 Mișcarea particulelor în câmp magnetic static și neuniform

În principiu, poate fi întâlnită o varietate extrem de largă de neomogenități spațiale ale câmpului magnetic. În cele ce urmează ne vom opri asupra trei cazuri reprezentative: câmp magnetic cu gradient transversal, câmp magnetic cu linii paralele și curbate și câmp magnetic cu gradient longitudinal și simetrie axială. În toate cazurile considerate vom folosi aproximația adiabatică, efectele neomogenităților câmpului constând în apariția unor viteze de drift ale centrului de rotație a particulelor.

5.5.1 Mișcarea particulelor în câmp magnetic cu gradient transversal

Fără a restrânge din generalitatea rezultatelor, putem considera un sistem de referință cartezian $Oxyz$ orientat astfel încât inducția câmpului magnetic să fie orientată după axa Oz , iar gradientul câmpului să fie orientat după axa Oy (fig. 5.7). Ca urmare vectorul inducție a câmpului magnetic se poate exprima astfel: $\vec{B} \equiv (0, 0, B(y))$. Datorită gradientului câmpului magnetic, este de așteptat ca raza de curbură a traiectoriei particulelor să fie mai mică în câmp magnetic mai intens și mai mare în câmp magnetic mai slab. Acest lucru face ca traiectoriile electronilor și ionilor în plan perpendicular pe câmpul magnetic să nu mai fie închise, în urma rotației particulelor rezultând o deplasare în lungul axei Ox cu o viteză pe care o vom calcula în cele ce urmează. După cum se observă din figura 5.7, datorită faptului că ionii și electronii au mișcări de rotație în sensuri opuse, sensurile vitezelor de drift sunt și ele opuse, driftul de gradient ducând la separația particulelor plasmă după semnul lor.

Pentru calculul vitezei de drift să scriem ecuația de mișcare a unei particule de masă m și sarcină electrică q în câmpul magnetic neuniform pe componente:

$$\dot{v}_x = \omega_c(y)v_y \quad 5.57(a)$$

$$\dot{v}_y = -\omega_c(y)v_x \quad 5.57(b)$$

$$\dot{v}_z = 0, \quad 5.57(c)$$

unde $\omega_c(y) = qB(y)/m$ este pulsația ciclotronică corespunzătoare valorii inducției câmpului magnetic $B(y)$. Ecuația 5.57 (c) conduce la un rezultat cunoscut din secțiunile precedente, și anume, după direcția câmpului magnetic particula are o mișcare uniformă, $v_{||} = \text{const}$. Mișcarea în planul perpendicular pe liniile câmpului magnetic este descrisă de ecuațiile 5.57 (a) și (b), care în acest caz nu mai pot fi decuplate prin metoda utilizată la studiul mișcării particulelor încărcate în câmp magnetic omogen. La fel ca în cazul ecuației de mișcare a particulelor încărcate în câmp magnetic uniform, derivăm în raport cu timpul cele două ecuații și folosim expresiile derivatelor vitezelor pentru a obține un set de două ecuații neomogene:

$$\ddot{v}_x + \omega_c^2 v_x = \omega_c' v_y^2 \quad 5.58 (a)$$

$$\ddot{v}_y + \omega_c^2 v_y = -\omega_c' v_x v_y, \quad 5.58 (b)$$

unde am ținut cont că derivata temporală a pulsației, $d\omega_c/dt$, este nenulă datorită mișcării particulei în câmp magnetic, ea fiind legată direct de derivata spațială, $\omega_c' = d\omega/dy$, prin formula:

$$\dot{\omega}_c = \frac{d\omega_c}{dt} = \frac{d\omega_c}{dy} \cdot \frac{dy}{dt} = \omega_c' v_y. \quad 5.59$$

Ținând cont că variația inducției câmpului magnetic pe distanțe comparabile cu raza Larmor este mică, putem dezvolta în serie Taylor funcția $\omega(y)$ și să reținem doar primii doi termeni ai dezvoltării:

$$\omega_c(y) = \omega_c(y_1) + \omega_c'(y_1)(y - y_1) + \dots, \quad 5.60$$

unde y_1 este coordonata centrului de ghidare. Folosind această dezvoltare în ecuațiile 5.58 (a) și (b) și notând $\omega_c(y_1) = \omega_{c1}$ și $\omega_c'(y_1) = \omega_{c1}'$, obținem:

$$\ddot{v}_x + \omega_{c1}^2 v_x = -2\omega_{c1}\omega_{c1}'(y - y_1)v_x + \omega_{c1}' v_y^2 \quad 5.61 (a)$$

$$\ddot{v}_y + \omega_{c1}^2 v_y = -2\omega_{c1}\omega_{c1}'(y - y_1)v_y - \omega_{c1}' v_x v_y \quad 5.61 (b)$$

Se observă că ecuațiile obținute mai sus sunt ecuațiile neomogene corespunzătoare ecuațiilor omogene 5.12 (a) și (b) ale mișcării particulelor încărcate în câmpul magnetic omogen de inducție $B(y_1)$. Cum urmărim să găsim mișcarea centrului de ghidare a particulei, nu ne interesează soluțiile

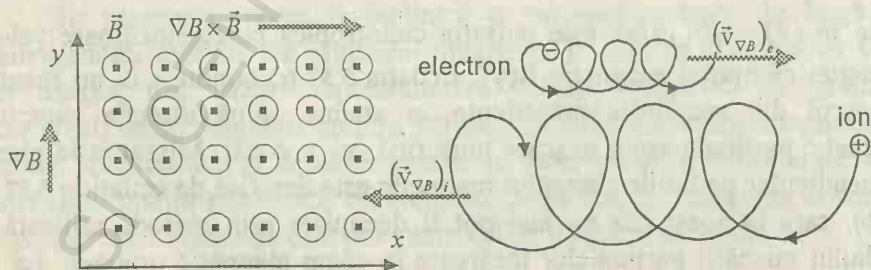


Figura 5.7 Driftul electronilor și ionilor în câmpul magnetic cu gradient transversal

exacte ale acestui sistem de ecuații. În primă aproximație putem înlocui în termenii pătratici din membrul drept al ecuațiilor soluțiile 5.13 (a) și (b) pentru v_x și v_y și, respectiv, 5.15 (b) pentru y , obținute pentru mișcarea particulei în câmp magnetic omogen și obținem:

$$\ddot{v}_x + \omega_{cl}^2 v_x = -2\omega_{cl}\omega_{cl}' a_c v_{\perp} \cos^2(\omega_{cl}t) + \omega_{cl}' v_{\perp}^2 \sin^2(\omega_{cl}t) = \omega_{cl}' v_{\perp}^2 (1 - 3\cos^2(\omega_{cl}t)) \quad 5.62 (a)$$

$$\ddot{v}_y + \omega_{cl}^2 v_y = 2\omega_{cl}\omega_{cl}' a_c v_{\perp} \sin(\omega_{cl}t) \cdot \cos(\omega_{cl}t) + \omega_{cl}' v_{\perp}^2 \sin(\omega_{cl}t) \cdot \cos(\omega_{cl}t) = 3\omega_{cl}' v_{\perp}^2 \sin(\omega_{cl}t) \cdot \cos(\omega_{cl}t) = \frac{3}{2} \omega_{cl}' v_{\perp}^2 \sin(2\omega_{cl}t) \quad 5.62 (b)$$

Pentru a calcula viteza centrului de ghidare, vom media* pe durata unei perioade de rotație ecuațiile obținute mai sus:

$$\omega_{cl}^2 \langle v_x \rangle = -\frac{1}{2} \omega_{cl}' v_{\perp}^2$$

$$\omega_{cl}^2 \langle v_y \rangle = 0,$$

de unde rezultă expresia vitezei de ghidare a mișcării ciclotronice a particulei:

$$v_{VB} = \langle v_x \rangle = -\frac{1}{2} a_c v_{\perp} \frac{1}{B} \frac{dB}{dy} \quad 5.63$$

Această relație se poate generaliza pentru o configurație de câmp magnetic cu gradient transversal astfel:

$$\vec{v}_{VB} = \mp \frac{1}{2} a_c v_{\perp} \frac{\nabla B \times \vec{B}}{B^2} \quad 5.64$$

În această expresie semnul minus este folosit pentru sarcini pozitive iar semnul plus pentru sarcini negative (figura 5.4). Driftul cauzat de gradientul transversal al câmpului magnetic are ca efect separarea în plasmă a sarcinilor electrice după semnul lor.

* Mărimile care au variații armonice cu pulsația ω_{cl} au media zero pe o perioadă a mișcării ciclotronice de bază, $T_{cl} = 2\pi/\omega_{cl}$, în timp ce pătratele lor au medii egale cu jumătate din pătratul amplitudinii lor.

5.5.2 Mișcarea particulelor încărcate electric în câmpul magnetic static cu linii de câmp curbate. Driftul de curbura.

Unele instalații cu plasmă, cum sunt cele cu camere toroidale, folosesc câmpuri magnetice cu linii curbate pentru confinarea magnetică a plasmăi. O astfel de neuniformitate determină, după cum vom vedea în continuare, o altă mișcare de drift a centrului de ghidare a particulei, mișcare caracterizată de viteza de drift de curbura, $\vec{v}_B$. Pentru a

calcula această viteză, vom considera situația simplificată în care liniile de câmp sunt paralele și curbate în planul yOz a unui sistem de referință cartezian față de care se studiază mișcarea particulelor. În acest caz aproximația adiabatică este exprimată de condiția ca raza de curbura a liniilor de câmp magnetic să fie mult mai mare decât raza Larmor ($R \gg a_c$). Această condiție implică faptul că în vecinătatea axei Oy componenta pe direcția y a inducției magnetice, $B_y(z)$ este mult mai mică decât componenta pe direcția z a acesteia, B_z . Deasemenea, gradientul dB_y/dz este o mărime mică. Aceste condiții sunt exprimate prin relația: $\vec{B} \equiv (0, B_y(z), B)$, unde $B_y \ll B$ și $(dB_y/dz) \cdot h \ll B$, h fiind pasul traiectoriei helicoidale a particulei în câmpul magnetic de inducție B .

În aceste condiții ecuația de mișcare a unei particule încărcate electric cu sarcina q și cu masa m se poate scrie pe componente astfel:

$$\dot{v}_x = \omega_c v_y - \omega_{cy}(z) v_{\parallel} \quad 5.65 (a)$$

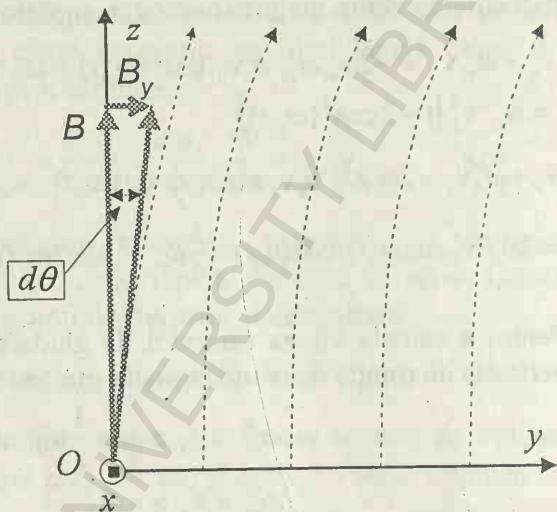


Figura 5.8 Geometria liniilor de câmp magnetic curbate în planul yOz .

$$\dot{v}_y = -\omega_c v_x \quad 5.65 (b)$$

$$\dot{v}_{\parallel} = -\omega_{cy}(z)v_x, \quad 5.65 (c)$$

unde $\omega_c = qB/m$, $\omega_{cy} = qB_y/m$ și $v_{\parallel} = v_z$. Pentru decuplarea ecuațiilor 5.65 (a) și (b) se folosește procedeul cunoscut din secțiunile anterioare și se obțin ecuațiile:

$$\ddot{v}_x + \omega_c^2 v_x = -\omega_{cy}^2 v_x - \omega_{cy}' v_{\parallel}^2 \quad 5.66 (a)$$

$$\ddot{v}_y + \omega_c^2 v_y = -\omega_c \omega_{cy} v_{\parallel}, \quad 5.66 (b)$$

unde derivata temporală a pulsației ω_{cy} este direct legată de derivata spațială a acesteia, $\omega_{cy}' = d\omega_{cy}/dt$, prin relația: $d\omega_{cy}/dt = (d\omega_{cy}/dz) \cdot (dz/dt) = \omega_{cy}' v_{\parallel}$.

Termenul pătratic în ecuația 5.66 (a) se poate neglija și se obține:

$$\ddot{v}_x + \omega_c^2 v_x = -\omega_{cy}' v_{\parallel}^2 \quad 5.67$$

Membrul drept al ecuației 5.67 conține mărimi mici a care pot fi considerate constante pe intervale de timp egale cu perioada Larmoor. Notând cu v_{Rx} viteza:

$$v_{Rx} = -\frac{\omega_{cy}' v_{\parallel}^2}{\omega_c^2}, \quad 5.68$$

ecuația 5.67 se poate rescrie sub forma:

$$(\ddot{v}_x - \ddot{v}_{Rx}) + \omega_c^2 (v_x - v_{Rx}) = 0, \quad 5.69$$

ecuație care admite o soluție de forma:

$$v_x = v_{\perp} \cos \omega_c t + v_{Rx}. \quad 5.70$$

În mod analog, notând viteza:

$$v_{Ry} = \frac{\omega_{cy} v_{\parallel}}{\omega_c}, \quad 5.71$$

pe care o considerăm constantă pe intervale de timp comparabile cu perioada Larmor, rescriem ecuația 5.66 (b) sub forma:

$$\left(\ddot{v}_y - \ddot{v}_{Ry} \right) + \omega_c^2 (v_y - v_{Ry}) = 0. \quad 5.72$$

Soluția acestei ecuații este de forma:

$$v_y = v_{\perp} \sin \omega_c t + v_{Ry}. \quad 5.73$$

Soluțiile 5.70 și 5.73 arată că în câmp magnetic cu linii curbate centrul de rotație a mișcării ciclotronice a particulelor încărcate electric are o mișcare în plan transversal cu viteza v_R a cărei componente sunt date de relațiile 5.68 și 5.71. Definind raza de curbura a liniilor de câmp ca $R = ds/d\theta$, unde ds este un element de lungime de pe linia de câmp care delimitează elementul unghiular $d\theta$, putem exprima componenta $B_y(z)$ a câmpului magnetic cu geometria prezentată în figura 5.7 astfel:

$$d\theta = \frac{z}{R} = \frac{B_y(z)}{B} \quad 5.74$$

Cu aceasta, componenta pe direcția x a vitezei de drift de curbura este:

$$v_{Rx} = -\frac{qv_{\parallel}^2}{m\omega_c^2} \cdot \frac{dB_y}{dz} = -\frac{qv_{\parallel}^2}{m\omega_c^2} \frac{B}{R} = -\frac{1}{R} \frac{v_{\parallel}^2}{\omega_c} = -\frac{mv_{\parallel}^2}{qRB} \quad 5.75$$

Se poate demonstra că pentru majoritatea cazurilor de interes (problema 5.5) componenta pe direcția y a vitezei de drift de curbura este mult mai mică decât componenta după direcția x , astfel încât ea se poate neglija. Rezultă că driftul de curbura apare ca o mișcare a centrului de ghidare a particulelor pe direcția perpendiculară pe planul în care sunt curbate liniile de câmp, cu viteza dată de relația 5.75.

O demonstrație mai intuitivă a relației 5.75 se poate face dacă se consideră mișcarea particulei într-un sistem de referință neinertial aflat în mișcare cu viteza $v_{\parallel}$ în lungul liniilor de câmp magnetic. În acest caz particula se deplasează în câmpul forței de inerție centrifuge, câmp care poate fi asimilat cu acțiunea unui câmp electric de intensitate:

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}_{cf}}{q} = \frac{mv_{\parallel}^2}{qR^2} \vec{R} \quad 5.76$$

Folosind formula driftului electric 5.29 găsim următoarea expresie pentru viteza de drift de curbură:

$$\vec{v}_R = \frac{mv_{\parallel}^2}{qR^2} \frac{\vec{R} \times \vec{B}}{B^2} \quad 5.77$$

Se poate demonstra (problema 5.6) că în vid curbura câmpului magnetic este însoțită de un gradient transversal, inducția câmpului magnetic variind pe direcția razei de curbură cu $1/r$, astfel încât:

$$\frac{\nabla B}{B} = -\frac{\vec{R}}{R^2} \quad 5.78$$

Rezultă că driftul de curbură este însoțit și de un drift de gradient transversal:

$$\vec{v}_{VB} = \mp \frac{1}{2} \alpha_c v_{\perp} \frac{\nabla B \times \vec{B}}{B^2} = \pm \frac{1}{2} \alpha_c v_{\perp} \frac{\vec{R} \times \vec{B}}{BR^2} = \frac{E_{c\perp}}{qB^2 R^2} (\vec{R} \times \vec{B}) \quad 5.79$$

Cele două drifturi se adună și viteza totală de drift este:

$$\vec{v}_R = \frac{E_{c\perp} + 2E_{c\parallel}}{qR^2 B^2} (\vec{R} \times \vec{B}) \quad 5.80$$

Se poate observa că viteza de drift de curbură depinde de semnul sarcinii electrice a particulelor, acest drift conducând deasemenea la separarea

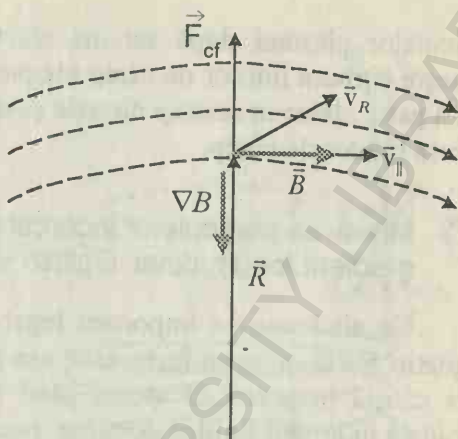


Figura 5.9 Driftul de curbură al unei particule încărcată electric pozitiv. Vectorul $\vec{v}_R$ este perpendicular pe planul format de vectorii $\vec{B}$ și ∇B .

particulelor plasmei după sarcina electrică. Gradientul transversal care însoțește curbura liniilor de câmp magnetic în vid are ca efect mișcarea de drift a particulelor în aceeași direcție și sens cu mișcarea de drift cauzată de curbura liniilor de câmp.

5.5.3 Mișcarea particulelor încărcate electric în câmp magnetic cu gradient longitudinal. Oglinzi și capcane magnetice

Un alt fenomen important legat de mișcarea particulelor în câmp magnetic static și neuniform este așa-numitul efect de oglindire. Acest efect constă în aceea că atunci când particulele, aflate în mișcarea lor elicoidală în lungul liniilor de câmp, trec dintr-o regiune cu câmp magnetic slab într-o alta cu câmp magnetic intens (câmp magnetic cu gradient longitudinal) poate suferi reflexii, fiind întoarse în regiunea cu câmp magnetic mai slab. Cu alte cuvinte, mișcarea particulelor încărcate în câmpuri magnetice neuniforme duce la tendința de aglomerare a acestora în regiunile în care câmpul magnetic este mai puțin intens.

Pentru a explica fenomenul de oglindire a mișcării unei particule în câmp magnetic static și neuniform, vom considera cazul unei particule de masă m , sarcină electrică, q , și viteză $\vec{v}$ într-un câmp magnetic cu simetrie axială ca cel reprezentat în figura 5.10. Liniile câmpului magnetic nu sunt torsionate, astfel că într-un sistem de coordonate cilindrice componenta θ a inducției câmpului magnetic este nulă, câmpul magnetic fiind exprimat ca $\vec{B} \equiv (B_r, 0, B_z)$. Ca și în secțiunile precedente vom presupune o neuniformitate slabă a câmpului magnetic, astfel încât să rămână valabilă aproximația adiabatică. În cazul de față, această condiție se poate exprima prin condiția:

$$|B_r| \ll |B_z| \equiv B \quad 5.81$$

Referindu-ne la o particulă a cărei mișcare ciclotronică are centrul de ghidare pe axa de simetrie a câmpului magnetic, în ipoteza exprimată de relația 5.81, mișcarea de bază a particulei este elicoidală, astfel încât putem neglija componenta v_r a vitezei acesteia, $\vec{v} \equiv (0, v_\theta, v_z)$. Componentele v_θ și v_z ale vitezei particulei sunt de fapt componentele pe direcția

perpendiculară, $v_\theta = -v_\perp$ în situația prezentată în figura 5.10, și respectiv, paralelă, $v_z = -v_\parallel$, cu liniile câmpului magnetic. În acest caz forța Lorentz va avea următoarele componente în coordonate cilindrice:

$$F_r = -qv_\perp B_z \quad 5.82 \text{ (a)}$$

$$F_\theta = -qv_\parallel B_r \quad 5.82 \text{ (b)}$$

$$F_z = qv_\perp B_r \quad 5.82 \text{ (c)}$$

Se observă că datorită neomogenității longitudinale a câmpului magnetic, în afara componentei $F_r = -qv_\perp B_z$, care imprimă mișcarea ciclotronică în plan perpendicular pe liniile

de câmp magnetic, mai apar două componente ale forței Lorentz, $F_\theta = -qv_\parallel B_r$ care are ca efect variația vitezei $v_\perp$ pe traiectoria ciclotronică și $F_z = qv_\perp B_r$, care produce variația vitezei $v_\parallel$. Acțiunea componentei F_z a forței Lorentz face ca mișcarea centrului de ghidare a particulei în lungul liniilor de câmp să nu mai fie uniformă, particula fiind frânată în mișcarea ei spre regiunile cu câmp magnetic intens și accelerată în mișcarea spre regiunile cu câmp magnetic mai slab. La deplasarea particulei spre regiuni cu câmp magnetic mai intens, particula este frânată în mișcarea în lungul liniilor de câmp magnetic și accelerată în mișcarea ciclotronică în plan perpendicular pe liniile de câmp, astfel încât energia cinetică totală a particulei rămâne constantă, în timpul mișcării aceasta trecând de pe un grad de libertate pe altul:

$$E_c = E_{c\parallel} + E_{c\perp} = \text{const.}$$

5.83

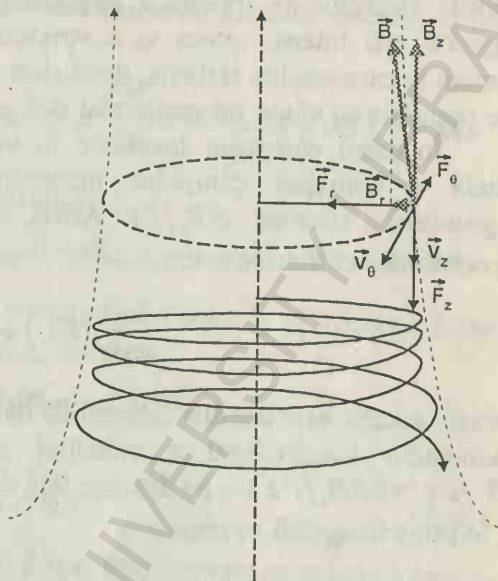


Figura 5.10 Mișcarea unei particule pozitive în câmp magnetic static cu simetrie axială și gradient longitudinal

Datorită efectului de frânare a mișcării particulei spre regiuni cu câmp magnetic mai intens, viteza $v_{\parallel}$ a acesteia scade până la valoarea zero, moment în care are loc reflexia, după care particula se deplasează accelerat spre regiunile cu câmp magnetic mai slab.

În cazul câmpului magnetic în vid, putem exprima componenta radială a inducției câmpului magnetic, B_r , funcție de gradientul longitudinal a acesteia, $\partial B_z / \partial z$. Astfel, conform ecuației lui Maxwell 3.5 în coordonate cilindrice avem:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r B_r) + \frac{\partial B_z}{\partial z} = 0. \quad 5.84$$

Această ecuație este imediat integrabilă dacă se neglijează variația radială a gradientului longitudinal a inducției magnetice, adică se consideră $\partial B_z / \partial z = (\partial B_z / \partial z)_{r=0}$ pe distanțe față de axa de simetrie comparabile cu a_c . În urma integrării se obține:

$$r B_r = - \int_0^r r \left(\frac{\partial B_z}{\partial z} \right) dr = - \frac{r^2}{2} \left(\frac{\partial B_z}{\partial z} \right),$$

de unde rezultă:

$$B_r = - \frac{r}{2} \left(\frac{\partial B_z}{\partial z} \right). \quad 5.85$$

Utilizând această expresie pentru B_r obținem:

$$F_z = - \frac{q v_{\perp} a_c}{2} \left(\frac{\partial B_z}{\partial z} \right) = - \frac{m v_{\perp}^2}{2 B} \left(\frac{\partial B_z}{\partial z} \right) = - \mu \left(\frac{\partial B}{\partial z} \right), \quad 5.86$$

unde am folosit formula 5.20 pentru momentul magnetic asociat mișcării ciclotronice a particulei și inegalitatea 5.81. Formula 5.86 exprimă cazul tipic al forței cu care un câmp magnetic neomogen acționează asupra unei particule diamagnetice (particula care în câmp magnetic manifestă un moment magnetic dipolar opus câmpului magnetic), forță care se poate exprima în general prin formula:

$$\vec{F}_{\parallel} = - \mu \cdot \nabla_{\parallel} B, \quad 5.87$$

După cum ne așteptam, în condițiile aproximației adiabactice momentul magnetic al mișcării particulei este un invariant al mișcării.

Acest lucru poate fi demonstrat pe baza expresiei lucrului mecanic al forței F_z :

$$\delta L_z = F_z dz = -\mu \frac{\partial B}{\partial z} dz = -\mu dB = dE_{c||}. \quad 5.88$$

Cum energia cinetică totală se conservă:

$$dE_{c||} = -dE_{c\perp} \quad 5.89$$

Înlocuind în 5.89 expresia 5.88 a variației energiei $E_{c||}$ și folosind formula 5.20 în expresia variației energiei $E_{c\perp}$, obținem:

$$-\mu dB = -d(\mu B),$$

de unde rezultă:

$$\mu = \text{const.} \quad 5.90$$

Ținând cont de expresia momentului magnetic asociat mișcării ciclotronice a particulei, $\mu = E_{c\perp}/B$, și de invarianța acestuia, putem explica cu ușurință mișcarea particulei încărcate electric în câmp magnetic cu gradient longitudinal. Astfel, conform invarianței momentului magnetic energia cinetică corespunzătoare mișcării ciclotronice este proporțională cu inducția câmpului magnetic: $E_{c\perp} = \mu B$. Considerând mișcarea particulei în lungul liniilor de câmp, caracterizată de energia $E_{c||}$, dintr-o regiune în care acesta este slab într-o altă în care este puternic, rezultă o creștere corespunzătoare a energiei cinetice a mișcării ciclotronice, $E_{c\perp}$, creștere care nu poate avea loc decât pe seama scăderii energiei cinetice $E_{c||}$. Creșterea energiei $E_{c\perp}$ este limitată de energia cinetică totală a particulei, E_c , particula înaintând în câmpul magnetic mai intens până când întreaga ei energie cinetică se regăsește sub forma energiei cinetice a mișcării ciclotronice, $E_{c\perp \max} = E_c$, moment în care viteza longitudinală a particulei își schimbă sensul și componenta longitudinală a energiei cinetice a particulei este nulă, $E_{c||} = 0$.

Folosind fenomenul de reflexie descris mai sus, pot fi imaginate și realizate diferite tipuri de structuri de câmp magnetic, numite capcane magnetice, în care particulele plasmelor pot fi constrânse a se mișca într-un spațiu limitat. În figura 5.11 sunt prezentate două configurații de câmp mai

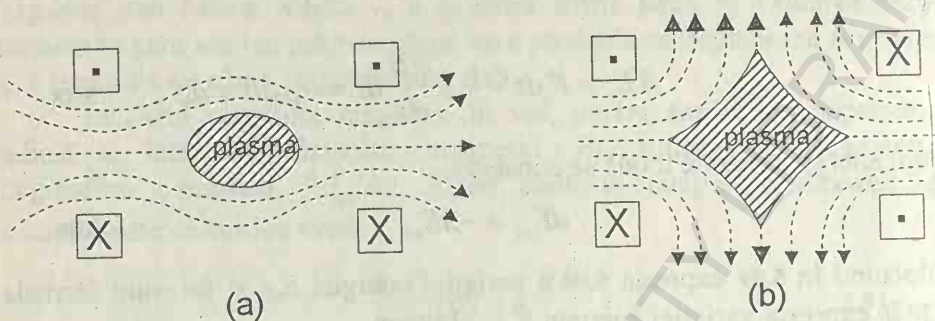


Figura 5.11 Structuri de câmp magnetic ce formează capcane magnetice deschise: (a) - capcană obișnuită, (b) - capcană de tip șea sau "cusp"

des întâlnite, numite capcane magnetice deschise. Astfel de capcane se realizează folosind două bobine coaxiale aflate la o anumită distanță una de alta. Între ele se obține o configurație de câmp magnetic neuniform ca între două oglinzi magnetice puse față în față. În cazul capcanei magnetice obișnuite cele două bobine sunt parcurse de curent electric în același sens (figura 5.11(a)), suprafețele $B = \text{const.}$ fiind concave și simetrice față de axa sistemului. În cazul structurii de tip șea sau "cusp", sensul curentului electric prin cele două bobine este opus, suprafețele $B = \text{const.}$ fiind simetrice și convexe față de axa de simetrie a sistemului. În ambele cazuri, regiunea dintre cele două oglinzi corespunde câmpului magnetic slab unde se concentrează plasma, planele celor două bobine constituind regiunile de câmp magnetic maxim în care au loc reflexiile particulelor.

În configurațiile prezentate liniile de câmp magnetic se închid în exteriorul capcanei, motiv pentru care aceste capcane se numesc deschise. Regiunile în care liniile de câmp magnetic părăsesc capcana sunt în același timp și regiuni de pierderi de particule, o parte din particulele mai energetice ale plasmei putând părăsi capcana magnetică prin aceste regiuni.

Pentru a vedea care sunt particulele care pot părăsi capcana magnetică, analizăm, folosind invarianța momentului magnetic, mișcarea unei particule în lungul unei linii de câmp magnetic situată pe axa unei capcane deschise obișnuite (figura 5.12). Considerăm mișcarea particulei în centrul capcanei ($z = 0$) caracterizată de viteza $\vec{v}_0$, care face un unghi φ_0 cu axa de simetrie a sistemului. Componenta axială a vitezei $\vec{v}_0$, $v_{||} =$

$v_0 \cos(\varphi_0)$, determină mișcarea centrului de ghidare a particulei în lungul liniilor de câmp, în timp ce componenta azimutală a acesteia, $v_{\perp} = v_0 \sin(\varphi_0)$, determină mișcarea ciclotronică. La distanța z de centrul capcanei, mișcarea particulei este caracterizată de viteza $\vec{v}$ care face un unghi φ cu axa de simetrie a sistemului, componenta azimutală a acesteia fiind $v \sin(\varphi)$. Deoarece momentul magnetic corespunzător mișcării ciclotronice a particulei se păstrează constant, putem scrie pentru cele două momente de timp considerate ale mișcării următoarea relație:

$$\frac{v_0^2 \sin^2(\varphi_0)}{B_0} = \frac{v^2 \sin^2(\varphi)}{B} \quad 5.91$$

Deoarece energia cinetică totală a mișcării particulei se conservă $v = v_0$, și ca urmare obținem:

$$\sin(\varphi) = \sqrt{B/B_0} \sin(\varphi_0) \quad 5.92$$

Cum $B > B_0$, rezultă că și $\varphi > \varphi_0$, ceea ce exprimă în alt mod rezultatul obținut anterior, conform căruia la deplasarea particulei spre o regiune în care câmpul magnetic este mai intens energia cinetică corespunzătoare mișcării ciclotronice, $mv_{\perp}^2/2$, crește în detrimentul energiei corespunzătoare mișcării în lungul liniilor de câmp, $mv_{\parallel}^2/2$. Considerând B_0 valoare inducției câmpului

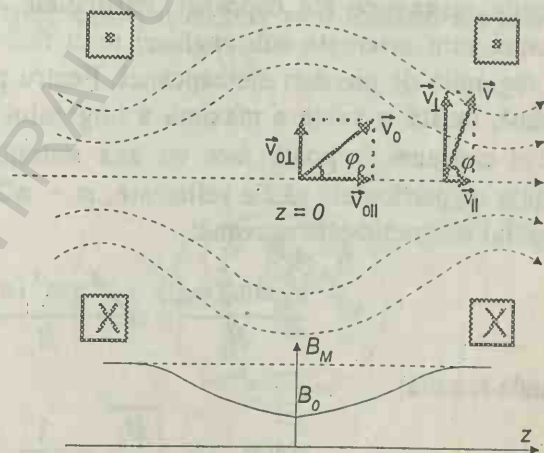


Figura 5.12 Calculul unghiului ce determină deschiderea conului de pierderi a unei capcane magnetice obișnuite.

magnetic în centrul capcanei și B_M valoarea maximă a inducției câmpului

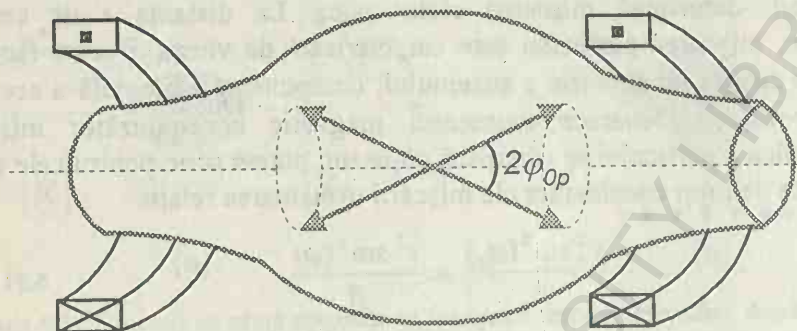


Figura 5.13 Reprezentarea tridimensională a unei capcane magnetice și a conului de pierderi.

magnetic, valoare pe care aceasta o are în planele celor două bobine care generează câmpul, putem găsi condiția pe care trebuie s-o satisfacă direcția vitezei particulelor în centrul capcanei pentru ca acestea să fie reflectate pe oglinzile magnetice ale capcanei. Particulele ale căror viteze în centrul capcanei sunt orientate sub unghiuri mici față de axa acesteia pot scăpa prin regiunile de pierderi ale capcanei. Pentru particulele care pot ieși din capcană, există o valoare maximă a unghiului pe care viteza acestora în centrul capcanei îl poate face cu axa sistemului, φ_{0p} , valoare dată de condiția ca particulele să fie reflectate, $\varphi = \pi/2$, în planul în care inducția câmpului magnetic este maximă:

$$\frac{v_0^2 \sin^2(\varphi_{0p})}{B_0} = \frac{v_0^2 \sin^2(\pi/2)}{B_M},$$

de unde rezultă:

$$\sin(\varphi_{0p}) = \sqrt{\frac{B_0}{B_M}} = \frac{1}{\sqrt{R}}, \quad 5.93$$

unde $R = B_M/B_0$ este o mărime numită raportul capcanei și a cărei valoare este determinată prin construcția acesteia ($R \gg 1$). Având în vedere simetria axială a sistemului (figura 5.13), rezultă că particulele care au viteze orientate în spațiul vitezelor într-un con determinat de condiția φ_0

$\arcsin(R^{-1/2})$, numit con de pierderi, sunt pierdute de capcană. Toate celelalte particule sunt reflectate de regiunile de câmp intens ale capcanei.

Pierderea particulelor care în centrul capcanei au viteza în conul de pierderi duce la anizotropia plasmei. Pierderea acestor particule are loc într-un timp egal cu timpul de tranziție a particulelor de la un capăt la celălalt al capcanei. Ciocnirile particulelor ca și unele instabilități care apar în astfel de plasme confinate magnetic duc la izotropizarea funcției de distribuție după viteze a particulelor, fapt care face ca să existe continuu pierderi de particule (datorită intrării acestora în conul de pierderi).

În natură, sisteme de tipul oglinzilor și capcanelor magnetice sunt întâlnite la scară cosmică. Corpurile cerești care au câmp magnetic propriu se pot comporta ca și capcanele magnetice, un exemplu tipic constituindu-l Pământul. În primă aproximație, configurația câmpului magnetic al Pământului poate fi asemănată cu cea a unui magnet liniar care face un unghi de 11° cu axa de rotație și care trece la circa 400 km depărtare de centru (fig. 5.14). Liniile de câmp magnetic se concentrează la cei doi poli magnetici și sunt rare în plan ecuatorial. În acest câmp sunt captate atât sarcinile electrice, care provin din spațiul cosmic (în principal din vântul solar), cât și sarcinile electrice care iau naștere prin ionizări ale atomilor din păturile superioare ale atmosferei sub acțiunea radiațiilor corpusculare sau electromagnetice.

Deși câmpul magnetic terestru are o inducție mică (de ordinul a 10^{-5} Tesla la suprafața Pământului), datorită distanțelor mari pe care acționează (câteva raze terestre), efectul său asupra mișcării particulelor este remarcabil.

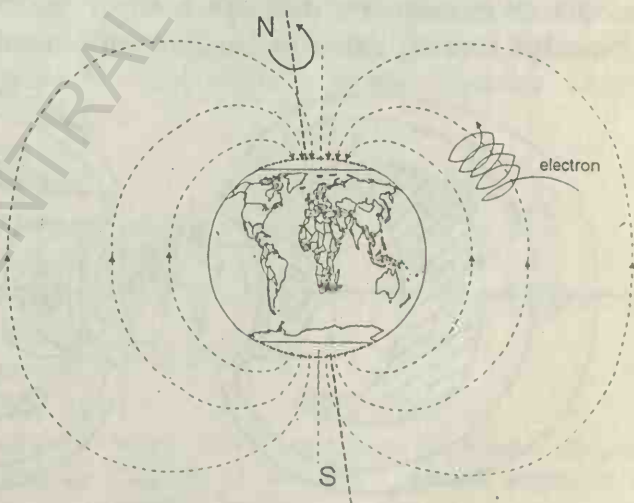


Figura 5.14 Câmpul magnetic terestru. Traiectoria unui electron în mișcarea sa în jurul unei linii de câmp.

Considerând, de exemplu, mișcarea unui proton și a un electron proveniți din vântul solar, rezultă că pentru o energie cinetică a acestora de 1 MeV razele Larmor au valori de circa 10 Km, respectiv, 300 m. Traiectoriile acestor particule vor fi spiralate în jurul liniilor de câmp magnetic aflate la distanțe de sute sau mii de km față de suprafața Pământului. Înaintând de-a lungul liniilor de câmp spre poli magnetici, o mare parte din particule vor fi reflectate ca în orice capcană magnetică, încât probabilitatea maximă de a le regăsi este în vecinătatea planului ecuatorial. Datorită curburii liniilor de câmp și a gradientului său radial (inducția câmpului magnetic terestru în plan ecuatorial scade cu distanța față de centrul Pământului, r , cu aproximativ $1/r$), particulele au o mișcare de drift pe direcția est-vest (problema 5.8). Pentru calculul vitezelor de drift de gradient și de curbura rămân valabile relațiile 5.64 și, respectiv, 5.77 deoarece este îndeplinită condiția 5.30 a aproximației adiabactice.

Există multe dovezi experimentale ale existenței particulelor captate în câmpul magnetic terestru. Concentrarea liniilor de câmp magnetic la poli duce în mod implicit la creșterea concentrației plasmei în aceste regiuni, deoarece acolo se găsesc punctele de întoarcere ale traiectoriilor particulelor. Creșterea densității plasmei în aceste regiuni este însoțită de o creștere a densității energiei radiației electromagnetice (a intensității luminii) emise în urma excitării atomilor neutri în ciocnirile

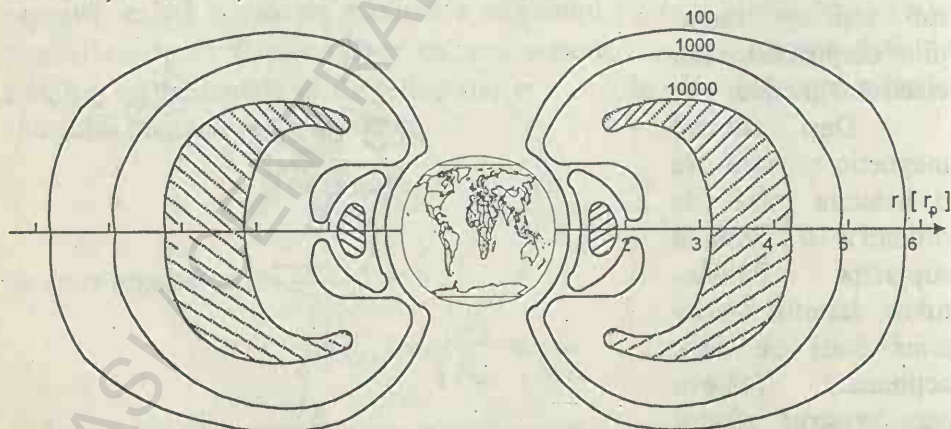


Figura 5.15 Dispunerea centurilor de radiații (Van Allen) în câmpul magnetic al Pământului. R – distanța față de centrul Pământului, r_p – raza Pământului. Cifrele indică în unități arbitrare intensitatea radiațiilor.

inelastice a acestora cu particulele energetice ale plasmei. În anumite condiții atmosferice și în perioade de activitate solară intensă efectele luminoase ale plasmei formate la polii magnetici prin captarea particulelor încărcate de către câmpul magnetic terestru pot fi observate cu ochiul liber, fenomenele fiind cunoscute sub numele de aurore boreale.

A doua dovadă o constituie detectarea prezenței în jurul Pământului a unor centuri de radiații, cunoscute în prezent sub numele de *centuri de radiație Van Allen*. Acestea au fost denumite după numele descoperitorului lor, fizicianul american Van Allen, care a interpretat informațiile aduse de rachetele lansate de S.U.A. până în 1958. Contoare Geiger plasate pe aceste rachete au pus în evidență existența acestor regiuni, în care nivelul de radiație este mult mai mare decât în regiunilor adiacente lor. În fig. 5.15 sunt prezentate schematic cele două centuri Van Allen cunoscute în literatură ca *centura interioară*, care este situată la o înălțime de 3000 Km și are o grosime de 5000 km, și *centura exterioară*, care este situată la o înălțime de 15000-20 000 km și are o grosime de 6000-10 000 km.

Petele solare sunt de asemenea capcane magnetice naturale formate în evoluția dinamică a câmpului magnetic la suprafața Soarelui. Acestea sunt regiuni mai puțin strălucitoare care apar pe suprafața Soarelui pe perioade de câteva zile*. Datorită mișcării plasmei solare apar curenți electrici care pot produce câmpuri magnetice intense la suprafață, petele solare apărând în regiunile în care liniile de câmp magnetic străbat suprafața. Câmpul magnetic în regiunea petelor solare este de mii de ori mai intens decât câmpul magnetic terestru, iar dimensiunea unor pete solare poate depăși cu mult diametrul Pământului. Câmpul magnetic al petelor solare captează ionii și electronii plasmei de la suprafață cauzând o reducere a intensității luminii emise de aceste regiuni.

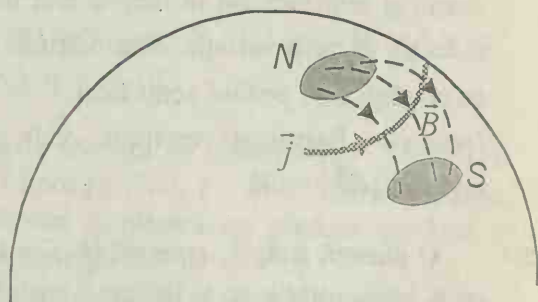


Figura 5.16 Reprezentarea schematică a câmpului magnetic ce formează o capcană magnetică pe suprafața Soarelui

* Petele solare de dimensiuni mai mari au o durată de viață mai lungă.

Probleme

5.1 Considerând acceleratoarele de particule de tip: liniar, ciclotron, fazotron și ciclofazotron, să se discute în fiecare caz forța și configurația câmpurilor electric și magnetic care produc accelerarea unui proton.

5.2 Un ion pozitiv pătrunde într-un câmp magnetic staționar și uniform cu viteza $\vec{v}_0 = (v_\perp \sin \alpha) \cdot \hat{x} - (v_\perp \cos \alpha) \cdot \hat{y} + v_\parallel \cdot \hat{z}$ în originea sistemului cartezian de coordonate față de care se studiază mișcarea sa. Să se gasească ecuația traiectoriei și coordonatele centrului de ghidare presupunând că $\vec{B}_0$ este orientat în direcția și sensul axei Oz , iar α este unghiul pe care îl face $v_\perp$ cu axa Oy a sistemului.

R:

$$v_x = v_\perp \cdot \cos(\omega_c t + \pi/2 - \alpha), v_y = -v_\perp \cdot \sin(\omega_c t + \pi/2 - \alpha);$$

$$x = a_c \cdot \sin(\omega_c t + \pi/2 - \alpha) - a_c \cdot \cos \alpha,$$

$$y = a_c \cdot \cos(\omega_c t + \pi/2 - \alpha) - a_c \cdot \sin \alpha;$$

$$\vec{r}_{CG} = -a_c \cos \alpha \cdot \hat{x} - a_c \sin \alpha \cdot \hat{y} + v_\parallel t \cdot \hat{z}.$$

5.3 În studiul mișcării unei particule în câmp magnetic uniform în spațiu și lent variabil în timp a fost înlocuită variația $\delta \vec{B}$ a vectorului inducție $\vec{B}$ prin variația δB a mărimii inducției câmpului magnetic. În ce condiții este posibil acest lucru?

Indicație: Exprimați vectorul $\delta \vec{B}$ în coordonate sferice și impuneți condiția $|\delta \vec{B}| = \delta B$.

5.4 O plasmă simplă izotermă ($k_B T = 1 \text{ KeV}$) și omogenă, de hidrogen, cu o concentrație $n_0 = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ se află într-un câmp magnetic static neuniform în care există un gradient $|\nabla B| = 0,1 \text{ T/m}$. Considerând gradientul câmpului magnetic transversal ($\vec{B} \cdot \nabla B = 0$), să se calculeze densitatea curentului electric produs de driftul ionilor și electronilor

într-o regiune în care $B = 0,1 \text{ T}$.

$$R: v_{VB} = k_B T \cdot \nabla B / e B^2 = 10^4 \text{ m/s}, j_{VB} = e n v_{VB} = 16 \text{ A/cm}^2.$$

- 5.5 Să se demonstreze că componenta pe direcția razei de curbură a vitezei de drift de curbură este neglijabilă în comparație cu componenta pe direcția perpendiculară pe planul de curbură a liniilor de câmp magnetic.

Indicație: Se vor exprima cele două componente ale vitezei de drift funcție de viteza $v_{\parallel}$.

- 5.6 Să se demonstreze că în vid curbură câmpului magnetic este însoțită de un gradient transversal pe direcția razei de curbură exprimat prin relația $\nabla B / B = -\bar{R} / R^2$.

Indicație: Se va folosi ecuația lui Maxwell 3.3 pentru configurația de câmp prezentată în figura 5.8.

- 5.7 Să se compare viteza termică cu cea a driftului de curbură pentru un electron și un proton în următoarele cazuri:

a) plasma dintr-o instalație Tokamak cu raza mare de 1 m în care $k_B T_e = k_B T_i = 1 \text{ KeV}$ și $B = 1 \text{ T}$;

b) ionosfera terestră la o altitudine de 1000 Km în locul în care $B = 5 \cdot 10^{-5} \text{ T}$. Raza Pământului este $R \cong 6400 \text{ Km}$.

$$R: v_R / v_T = \sqrt{k_B T m} / \sqrt{3 q B R}. \text{ a) } (v_R / v_T)_p = 1,8 \cdot 10^{-3}; (v_R / v_T)_e = 4,3 \cdot 10^{-5}.$$

$$\text{b) } (v_R / v_T)_p = 4,8 \cdot 10^{-6}, (v_R / v_T)_e = 1,16 \cdot 10^{-7}.$$

- 5.8 Presupunem câmpul magnetic terestru de inducție $B = 3 \cdot 10^{-5} \text{ T}$ la ecuator și descrescător cu $1/r^3$ (dipol perfect). Fie la o înălțime de cinci raze pământești în plan ecuatorial o plasmă cu protoni de 1 eV și electroni de 30 KeV a cărei concentrație este de $n_0 = 10 \text{ cm}^{-3}$.

a) Să se demonstreze că mișcarea particulelor plasmei satisface aproximația adiabatică;

b) Calculați vitezele de drift date de gradientul de câmp ∇B pentru electroni și ioni și stabiliți direcțiile acestui drift;

c) În cât timp înconjoară Pământul un electron?

d) Calculați densitatea de curent care circulă în această regiune.

R: a) $\delta B / B \approx -3\alpha_c / r$; $(\delta B / B)_e = -3,3 \cdot 10^{-4}$, $(\delta B / B)_p = -7,8 \cdot 10^{-5}$;

b) $v_{\nabla B} = \frac{v_{\perp}}{2} \frac{3\alpha_c}{r}$; $v_{\nabla B_e} = 3,3 \cdot 10^4$ m/s, $v_{\nabla B_p} = 1,1$ m/s; c) $t \approx 2$ h.

d) $j = j_e + j_p \approx j_e = 5,2 \cdot 10^{-6}$ $\mu\text{A}/\text{cm}^2$.

5.9 Un proton din radiația cosmică de energie 1 KeV este prins între două oglinzi magnetice constituite de polii magnetici a două stele aflate la 10^{10} Km una de alta. Constanta capcanei magnetice astfel formată este $R = 5$, iar componentele paralelă și perpendiculară ale vitezei protonului în planul median al capcanei sunt egale ($v_{0\parallel} = v_{0\perp}$). Cele două oglinzi magnetice se mișcă spre planul median cu o viteză $v_m = 10$ Km/s.

a) Folosind formula conului de pierderi găsiți energia la care protonul va fi accelerat înainte de a scăpa din capcană.

b) Cât timp va fi necesar pentru a atinge această energie?

Indicație: Tratați interacțiunea protonului cu oglinzile magnetice ca și ciocnirile între o particulă de masă neglijabilă cu două pistoane plane aflate în mișcare și arătați că viteza câștigată de proton la fiecare reflexie este $2 v_m$.

R: $E_c \geq E_{c0} R/2 = 2,5$ eV, $N = \Delta v_{\parallel} / 2v_m = (\sqrt{R-1} - 1)v_{0\perp} / 2v_m = 15,8$

$t \approx 2NL / (v_{0\parallel} + v_{\parallel}) \cong 110$ ani.

5.10 Într-o coloană de plasmă de simetrie cilindrică în care variația radială a densității, $n(r)$, este caracterizată de lungimea caracteristică λ ,

definită de relația: $\frac{\partial n}{\partial r} \approx -\frac{n}{\lambda}$, se consideră că electronii se supun

relației lui Boltzmann $n_e = n_0 \exp(eV / kT_e)$.

a) Folosind $\vec{E} = -\nabla V$, găsiți valoarea intensității câmpul electric radial pentru λ dat.

b) Arătați că dacă $v_E = v_T$ atunci $\alpha_c = 2\lambda$; $v_T = (2k_B T / m)^{1/2}$.

c) Relația de la punctul b) este adevărată pentru ioni sau pentru electroni?

R: a) $E_r = -k_B T_e / e\lambda$

5.11 Coloana cilindrică de plasmă izotermă ($T_e = T_i = 0,2$ eV) dintr-o mașină Q este confinată de un câmp magnetic uniform de 2 kG. Experimental se găsește că profilul densității este de forma:

$n_e(r) = n_0 \cdot \exp(-r^2/a^2)$ cu $a = 1$ cm și $n_0 \approx 10^{11}$ cm⁻³. Presupunem că densitatea electronilor urmează o distribuție Boltzmann:

$$n_e = n_0 \exp(eV/kT).$$

a) Calculați maximul vitezei de drift $\bar{v}_E$;

b) Comparați valoarea vitezei găsită la punctul a) cu viteza de drift $\bar{v}_g$ datorată câmpului gravitațional;

c) Pentru ce valoare a lui B ionii de potasiu ($A=39$) au o rază Larmor egală cu a ?

R: a) $E_{max} = E(a) = 2k_B T_e / ea = 0,2$ V/cm. $v_{Emax} = 10^3$ m/s;

b) $v_g = mg/eB \approx 3 \cdot 10^{-9}$ m/s; c) $B = \sqrt{2k_B T_i m_i} / ea = 2,8 \cdot 10^{-2}$ T.

5.12 Un electron se găsește în repaus în câmpul magnetic al unei sârme drepte infinite străbătută de un curent de intensitate I . La momentul $t_0 = 0$, sârma este brusc încărcată la un potențial pozitiv, V . Electronul câștigă energie de la câmpul electric și începe să drifteze.

a) Desenați o diagramă arătând orbita electronului și direcțiile relative ale lui $\vec{I}$, $\vec{B}$, $\vec{v}_E$, $\vec{v}_B$ și $\vec{v}_R$.

b) Presupunând că potențialul câmpului electric este menținut la valoarea 0 V pe suprafața unei camere cilindrice de rază 10 cm care conține în centrul ei sârma parcursă de curent electric, calculați mărimile vitezelor de drift la o rază de 1 cm dacă $I = 500$ A, $V = 460$ V și raza sârmei este de 1 mm.

6. Procese elementare în plasmă

6.1 Introducere. Clasificarea proceselor elementare

Datorită numeroaselor sorturi de particule pe care le conține și a energiilor cinetice relativ mari ale acestora, plasma este caracterizată printr-o multitudine de procese elementare care au loc, fie în volumul ei, *proces elementare de volum*, fie la nivelul suprafețelor corpurilor solide cu care aceasta interacționează, *proces elementare de suprafață*.

Procese elementare la care participă particulele microscopice ale plasmelor, în speță molecule, atomi, electroni și fotoni, sunt descrise, dat fiind că ele implică o interacțiune prin câmpuri de forțe a particulelor, în termeni de ciocniri. Pe baza bilanțului energetic, al masei și al impulsului pentru particulele care intră și cele care rezultă în urma interacțiunii, ciocnirile se pot clasifica în *elastice* și *inelastice*. Dat fiind că acești termeni au fost preluați din analiza energetică a ciocnirilor mecanice a corpurilor macroscopice, se impun precizări suplimentare în cazul ciocnirilor la care participă microparticule. Astfel ciocnirile elastice sunt caracterizate, în afara de legile de conservare ale energiei cinetice, impulsului și masei, de îndeplinirea condiției ca starea internă a particulelor participante să nu se modifice. Cu alte cuvinte, energia internă a fiecărei particule care participă la o ciocnire elastică nu se modifică. Natura, starea energetică internă și numărul particulelor care participă la o ciocnire elastică se conservă. În opoziție cu ciocnirile elastice, ciocnirile inelastice sunt caracterizate prin respectarea legii de conservare a impulsului însă nu și de respectarea legilor de conservare ale energiei cinetice și masei. Dacă energia cinetică a particulelor care intră în proces este mai mare decât a celor care rezultă, ciocnirea este *endoenergetică*, semn că o parte din energia cinetică a fost folosită pentru modificarea configurației interne a particulelor, deci și a energiilor lor interne. Ciocnirile *exoenergetice* sunt cele în care o parte din energia internă a particulelor care intră în proces este eliberată sub formă de energie cinetică a particulelor rezultante.

Ciocnirile elastice între particulele încărcate sunt intermediare de forțe Coulombiene, care au rază lungă de interacțiune. Ciocnirile elastice între particulele neutre și cele între particulele încărcate electric și cele neutre au loc prin forțe care se manifestă cu intensitate mare doar la distanță mică în raport cu distanța medie dintre particulele vecine care participă la ciocniri. Aceasta deosebire este importantă, deoarece la ciocnirile intermediare de forțe cu rază lungă de acțiune pot participa mai mult de două particule încărcate electric, aceste interacțiuni căpătând în anumite condiții un caracter colectiv. Ciocnirile la care participă doar două particule sunt numite *binare* și sunt caracteristice interacțiunilor cu rază mică de interacțiune. Ciocnirile inelastice sunt intermediare de forțe de rază de interacțiune mică și ca urmare ele sunt în majoritatea cazurilor binare.

În cele ce urmează vor fi prezentate principalele procese elementare de volum și de suprafață care au loc în plasmă de laborator, excluzând reacțiile chimice și termonucleare, acestea putând fi obiectul unui capitol separat. Pe baza descrierii asimptotice a ciocnirilor, prezentate în secțiunea 6.2, sunt definite secțiunile eficace de ciocnire, secțiunea eficace diferențială și secțiunea eficace de transfer a impulsului, în ciocnirile elastice. Secțiunea 6.3 este dedicată principalelor procese elementare care au loc la suprafața unui electrod introdus în plasmă, în speță la catod.

6.2 Procese elementare de volum

6.2.1 Tipuri de procese elementare care au loc în volumul plasmei

În volumul plasmei pot avea loc o varietate foarte mare de ciocniri, unele din ele fiind esențiale pentru producția de particule ale plasmei și în determinarea distribuțiilor după viteze ale acestora. În cele ce urmează ne vom limita la o prezentare sumară a celor mai importante procese elementare de volum.

Ciocnirile elastice joacă un rol esențial în determinarea distribuțiilor după viteze ale particulelor plasmei. Ciocnirile elastice între particulele încărcate electric sunt importante în plasmă dense, cum sunt plasmă termonucleare generate în vederea obținerii fuziunii nucleare, ele contribuind la realizarea unor distribuții după viteze apropiate de distribuția de echilibru termodinamic.

În plasmеle slab ionizate, cum sunt cele ale descărcărilor electrice în gaze, ciocnirile Coulombiene ale particulelor încărcate, electron-electron, electron-ion și ion-ion, pot fi neglijate, datorită frecvenței mult mai mari a ciocnirilor acestora cu

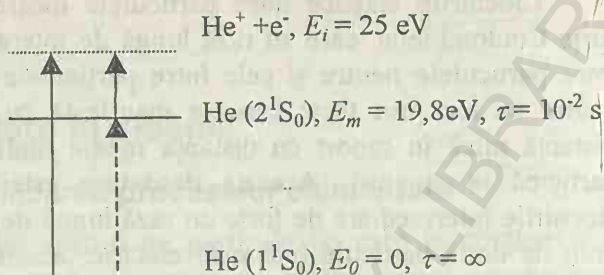


Figura 6.1 Ionizarea atomilor de heliu aflați în starea fundamentală sau în starea excitată metastabilă 2^1S_0 .

particulele neutre, electron-atom neutru și ion-atom neutru. Aceasta deoarece, în aceste plasmе, particulele neutre au o densitate de câteva ordine de mărime mai mare decât cea a plasmei. Deși respectă legea conservării energiei cinetice totale, ciocnirile elastice pot constitui o sursă importantă prin care particulele încărcate pierd energia cinetică pe care o achiziționează de la câmpul electric extern folosit pentru menținerea plasmei. Astfel, în ciocnirile elastice ale ionilor pozitivi cu atomi de același fel se realizează un transfer de energie cinetică de la ioni la neutri astfel încât aceste sorturi de particule pot fi considerate cu aproximație la echilibru termodinamic ($T_i \approx T_n$), deși numai ionii sunt cei care primesc energie de la câmpul electric extern. Datorită masei lor mici, electronii transferă doar o mică fracție din energia lor cinetică neutrilor. În medie un electron, cu masa m_e , pierde în urma unei ciocniri elastice cu un atom de masă M o fracție de ordinul m_e/M din energia cinetică inițială. Deși această fracție este mică, în cazul presiunilor mari ale gazului neutru, ciocnirilor elastice sunt foarte multe și ele pot constitui principalul mecanism prin care electronii pierd energia cinetică acumulată de la câmpul electric care menține plasma.

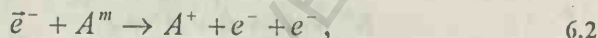
Ciocnirile inelastice constituie un alt mod prin care particulele încărcate își pierd energia lor cinetică. Acestea pot fi ciocniri care duc la trecerea atomilor neutri aflați în starea fundamentală, sau într-o stare excitată metastabilă*, în stare ionizată (ioni pozitivi) sau într-o stare

* Stările excitate metastabile sunt acele stări excitate care au un timp de viață mult mai mare decât a celorlalte stări excitate, care având un timp de viață scurt, de ordinul a 10^{-8} s , sunt considerate instabile. Timpul de viață mare a stărilor metastabile face ca nivelul de

excitată de energie superioară. *Ciocnirile de ionizare* dintre particulele energetice ale plasmei și atomii neutrii aflați în stare fundamentală sau într-o stare excitată metastabilă constituie principalul mecanism prin care sunt produse particulele plasmei. Ciocnirile între electronii energetici ai plasmei și atomii neutri pot duce la ionizarea acestora din urma în procese de tipul:

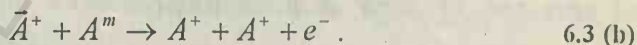
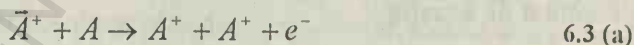


unde săgeata deasupra electronului ce intră în proces indică energia cinetică mare a acestuia. Ca orice ciocnire endoenergetică, ciocnirea de ionizare are un prag energetic dat de energia de ionizare a atomului neutru, A , aflat inițial în starea fundamentală, eV_i . (e este sarcina elementară și V_i este potențialul de ionizare). În cazul în care ciocnirea electronilor energetici are loc cu atomi aflați într-o stare excitată metastabilă, A^m , procesul se poate scrie sub forma:



iar energia cinetică necesară electronului care intră în procesul ionizării este diminuată cu o cantitate egală cu energia nivelului metastabil. Ca exemplu, în figura 6.1 sunt prezentate nivelele fundamental și metastabil al atomului de He, de unde se observă că ionizarea atomului metastabil He ($1S^1$) necesită o energie de 5.2 eV, egală cu diferența între energia necesară ionizării, $eV_i = 25$ eV, și energia nivelului metastabil, $E_m = 19.8$ eV.

Ionizarea atomilor poate avea loc și ca urmare a ciocnirilor dintre ionii pozitivi energetici și atomii neutri aflați în stare fundamentală sau într-o stare excitată metastabilă în procese de tipul:



În acest caz, deoarece ciocnirea trebuie să respecte legea de conservare a impulsului și masele particulelor care intră în proces sunt aproximativ egale, este necesar ca energia cinetică a ionilor pozitivi care intră în proces să fie de cel puțin două ori mai mare decât energia necesară ionizării atomilor, $E_{cmin} = 2eV_i$ (problema 6.3). În plasmеle slab ionizate, datorită

populare a acestor stări să fie relativ mare, ceea ce duce la mărirea probabilității ionizării acestor atomi prin ciocniri cu electronii sau ionii plasmei.

ciocnirilor elastice cu neutrii, energia cinetică medie a ionilor pozitivi este relativ mică, și procese de ionizare de tipul celui descris de ecuațiile 6.3, care necesită energii mari ale ionilor, sunt puțin probabile.

Ionizarea atomilor mai poate avea loc și în ciocniri în care energia necesară ionizării nu este preluată de la energia cinetică a mișcării particulelor care intră în proces, ci din energia internă a acestora. Acestea sunt ciocniri la care participă îndeosebi atomii aflați în stări excitate metastabile, în care energia eliberată prin dezexcitarea acestora este folosită pentru ionizarea unuia din atomii participanți. Cel mai important proces de ionizare de acest tip este *ionizarea Pening*, proces care poate avea loc în plasma unui amestec de două gaze A și B , în care energia de excitare a nivelului metastabil a unui sort de atomi, E_m^B , este mai mare decât energia de ionizare a celuilalt sort, eV_i^A . Procesul poate fi exprimat prin ecuația:



De exemplu, ionizarea Pening poate juca un rol important în ionizarea atomilor de mercur în plasma luminii negative a unei descărcări luminescente în amestec de argon și vapori de mercur^{6.1}, amestec folosit pe scară largă în manufacturizarea lămpilor fluorescente. Astfel atomii de Ar^* în starea metastabilă $3p^5 4s$ pot ciocni atomii de Hg ionizându-i, energia necesară ionizării acestora (4.9 eV) fiind mai mică decât energia stării excitate a atomilor de Ar^* (16 eV).

Recombinarea de volum este procesul opus ionizării. Prin acest proces se "pierd" particulele încărcate ale plasmei. Procesul este reprezentat de ecuația:



Deoarece probabilitatea procesului este proporțională cu concentrațiile electronilor și ionilor, deci cu pătratul concentrației plasmei, procesul este important în plasmale puternic ionizate și neglijabil în plasmale slab ionizate.

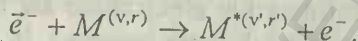
Ciocnirile electronilor energetici cu atomii neutri aflați inițial în stare fundamentală sau într-o stare metastabilă pot conduce la trecerea acestora din urmă în diferite stări excitate în procese de tipul:





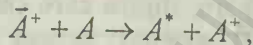
6.6 (b)

Ciocnirile de excitare ale electronilor sunt endoenergetice și au loc numai dacă energia cinetică a electronului care intră în ciocnire depășește o valoare egală cu diferența energiilor specifice nivelelor energetice între care are loc tranziția atomului respectiv. În gazele monoatomice, este posibil un număr relativ mic de stări electronice excitate, motiv pentru care procesele elementare care au loc în plasmăle acestor gaze pot fi modelate mai ușor. Nu același lucru se întâmplă în cazul plasmelor în gazele moleculare, în care fiecărei stări electronice a unei molecule, M^* , îi corespund diferite stări excitate de vibrație și rotație, $M^{*(v,r)}$, fapt care multiplică enorm numărul de ciocniri inelastice care pot avea loc. Schematic putem prezenta *procesele de excitare a moleculelor* în ciocnirile lor cu electronii plasmă prin ecuații de tipul:



6.7

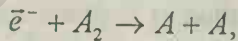
Excitarea atomilor neutrii poate avea loc și în urma ciocnirii acestora cu ionii pozitivi în procese de tipul:



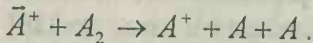
6.8

caz în care energia cinetică necesară ionilor trebuie să fie mai mare decât de două ori energia necesară trecerii atomului A în stare excitată, $E_{cmin} = 2eV_{ex}$ (problema 6.3).

Ciocnirile dintre particulele încărcate ale plasmă și molecule pot duce la trecerea acestora din urmă pe diferite nivele energetice corespunzătoare stărilor electronice, vibraționale și rotaționale excitate, conform ecuației 6.6, dar pot duce și la disocierea lor în atomii componenți. Astfel pentru cazul unor molecule biatomice de tipul A_2 , pot avea loc *ciocniri disociative* de tipul:

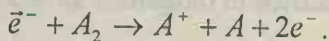


6.9 (a)



6.9 (b)

Disocierea moleculelor poate fi însoțită și de ionizarea lor, caz descris de ecuația:



6.10

Astfel de procese sunt frecvente în plasma descărcărilor în H_2 , O_2 , N_2 și NO .

Un proces foarte important în regiunea catodică a unei descărcări luminescente este *transferul rezonant de sarcină*, proces în care atomii neutri ai gazului cedează câte un electron ionilor pozitivi energetici accelerați în căderea catodică, din proces rezultând atomi neutri cu energie cinetică mare și ioni pozitivi lenți. Procesul este reprezentat prin ecuația:



Practic, dat fiindcă numărul de particule și natura lor se conservă, acest proces poate fi privit ca unul în care ionii își pierd energia lor cinetică cedând-o atomilor neutrii. Procesul de transfer de sarcină poate avea loc și între atomi diferiți, probabilitatea lui fiind cu atât mai mare cu cât este mai mică diferența dintre configurațiile electronice ale celor doi atomi, motiv pentru care procesul are probabilitate maximă în cazul transferului de sarcină între atomi de același fel.

Un proces important în plasmăle anumitor gaze a căror molecule prezintă o afinitate electronică mare, dintre care cele mai cunoscute sunt SF_6 și O_2 , este *atașamentul de sarcină*, proces prin care moleculele captează electroni din plasmă devenind ioni negativi. Procesele pot fi reprezentate de ecuația:



Dacă acest proces are probabilitate mare, plasma devine un amestec de molecule neutre, ioni pozitivi și negativi, electronii devenind o populație minoritară. Procesul de atașare de sarcină este important în dinamica plasmăei unor descărcări electrice deoarece are drept consecință o diminuare drastică a mobilității sarcinilor negative, mobilitatea ionilor negativi fiind mult mai mică decât cea a electronilor.

Fără a epuiza toate procesele care au loc în volumul plasmăei, cele prezentate mai sus dau o imagine a complexității fenomenelor care pot avea loc în plasmă. Ca exemplu, în tabelul 6.1 este prezentată o listă a unor clase de ciocniri care pot avea loc între electroni și diferite particule ale plasmăei unei descărcări electrice în oxigen^{6.2}.

Tabelul 6.1 Procese elementare posibile în plasma unei descărcări în oxigen.^{6,2}

Excitare pe nivele electronice superioare	$e + O_2 \rightarrow O_2(^1\Delta_g) + e$ $e + O_2 \rightarrow O_2(^1\Sigma_g^+) + e$
Disociere cu atașament de sarcină	$e + O_2 \rightarrow O^- + O$
Ionizare	$e + O_2 \rightarrow O_2^+ + e$
Detășament de sarcină	$e^- + O^- \rightarrow O + 2e^-$
Excitare pe nivele electronice superioare	$e^- + O_2 \rightarrow O_2^* + e^-$ (4,5 eV –disociere) $e^- + O_2 \rightarrow O_2^* + e^-$ (8,3 eV –disociere) $e^- + O_2 \rightarrow O_2^* + e^-$ (9,7 eV)
Dezexcitare	$e^- + O_2(^1\Delta_g) \rightarrow O_2 + e^-$
	$e^- + O_2(^1\Delta_g) \rightarrow O_2(^1\Sigma_g^+) + e^-$
Disociere cu atașament a metastabililor	$e^- + O_2(^1\Delta_g) \rightarrow O^- + O$

6.2.2 Descrierea asimptotică a ciocnirilor

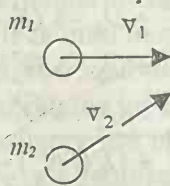
Ciocnirile binare, fiind intermediare de forțe de interacțiune de rază scurtă, au loc într-un timp relativ scurt în raport cu timpul mediu între ciocniri consecutive, motiv pentru care se poate face distincție între starea particulelor de înaintea ciocnirii și starea lor după ciocnire. Neglijând acțiunea forțelor externe, rezultă că modificarea energiei și impulsului particulelor participante la astfel de ciocniri are loc numai pe durata scurtă în care acestea au loc. În aproximația asimptotică, astfel de ciocniri pot fi descrise făcând bilanțul energiei și impulsului particulelor care intră și ies în proces fără a descrie ceea ce se întâmplă în cursul procesului însuși. În sistemul laboratorului (SL) traiectoriile particulelor înainte și după ciocnire sunt linii drepte. Firește, aceasta aproximație descrie mișcarea particulelor ce intră sau ies din ciocnire la distanțe mult mai mari decât raza de acțiune a forțelor prin care ciocnirea are loc.

Considerându-se cazul unei ciocniri binare în care masa fiecărei particule rămâne neschimbată, legea conservării energiei în aproximația clasică* poate fi scrisă astfel:

$$\frac{m_1 v_1^2}{2} + \frac{m_2 v_2^2}{2} + Q = \frac{m_1 v_1'^2}{2} + \frac{m_2 v_2'^2}{2}. \quad 6.13$$

Masele m_1 și m_2 sunt considerate masele de repaus ale particulelor participante la ciocnire, iar Q este energia de reacție. În ipoteza că ciocnirea are ca efect modificarea stării interne a particulelor, energia de reacție reprezintă acea parte din

înainte de ciocnire



după ciocnire

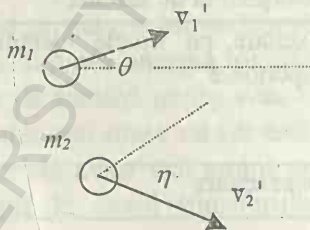


Figura 6.2 Reprezentarea asimptotică a ciocnirii binare. Unghiurile θ și η descriu deviațiile direcțiilor de mișcare ale celor două particule în SL rezultate în urma ciocnirii.

energia cinetică a particulelor care intră în procesul de ciocnire care se transformă în energie internă a particulelor rezultate din ciocnire. Vitezele particulelor înaintea ciocnirii, $\vec{v}_1$ și $\vec{v}_2$, și după ciocnire $\vec{v}_1'$ și $\vec{v}_2'$ se găsesc într-un plan numit planul ciocnirii (figura 6.2). Funcție de valoarea energiei de reacție pot avea loc ciocniri elastice ($Q = 0$), exoenergetice ($Q > 0$) și endoenergetice ($Q < 0$).

Legea de conservare a impulsului în SL se scrie astfel:

$$m_1 \vec{v}_1 + m_2 \vec{v}_2 = m_1 \vec{v}_1' + m_2 \vec{v}_2' \quad 6.14$$

Ecuatiile 6.13 și 6.14 pot conduce la calculul modulului vitezelor particulelor rezultate din ciocnire, v_1' și v_2' , ca și a unghiului de deviație a direcției de mișcare a particulei de masă m_2 , η , dacă sunt cunoscute modulul vitezelor particulelor care intră în ciocnire, v_1 și v_2 , unghiul de

* Aproximația clasică poate fi folosită atunci când energiile cinetice ale particulelor, $m_0 v^2/2$, sunt mult mai mici decât energiile de repaus ale acestora, $m_0 c^2$.

deviație a direcției de mișcare a particulei de masă m_1 , θ , și energia de reacție, Q . Pentru a face acest calcul, este convenabil să se treacă din SL în sistemul de referință al centrului de masă (SCM). Viteza centrului de masă este definită de relația:

$$\vec{v}_{CM} = \frac{m_1 \vec{v}_1 + m_2 \vec{v}_2}{m_1 + m_2}, \quad 6.15$$

și rămâne neschimbată în urma ciocnirii. Impulsul total al sistemului celor două particule în SL se poate scrie sub forma:

$$\vec{p} = (m_1 + m_2) \vec{v}_{CM}. \quad 6.16$$

Urmare a definiției 6.15, impulsul total al particulelor care intră și ies din ciocnire în SCM este nul:

$$m_1 \vec{v}_1 + m_2 \vec{v}_2 = m_1 \vec{v}'_1 + m_2 \vec{v}'_2 = 0, \quad 6.17$$

unde $\vec{v}_1$, $\vec{v}_2$, $\vec{v}'_1$ și $\vec{v}'_2$ sunt vitezele particulelor în SCM. Diagramele vitezelor particulelor înaintea ciocnirii în SL și în SCM sunt prezentate schematic în fig. 6.3. Se poate observa că impulsurile celor două particule în SCM sunt opuse și egale.

Utilizând definiția 6.15 a vitezei centrului de masă și definiția vitezei relative a celor două particule:

$$\vec{g} = \vec{v}_1 - \vec{v}_2, \quad 6.18$$

putem exprima vitezele înainte și după ciocnirea particulelor în SL astfel:

$$\vec{v}_1 = \vec{v}_{CM} + \frac{\mu}{m_1} \vec{g}, \quad 6.19 (a)$$

$$\vec{v}_2 = \vec{v}_{CM} - \frac{\mu}{m_2} \vec{g}, \quad 6.19 (b)$$

$$\vec{v}'_1 = \vec{v}_{CM} + \frac{\mu}{m_1} \vec{g}', \quad 6.19 (c)$$

$$\vec{v}'_2 = \vec{v}_{CM} - \frac{\mu}{m_2} \vec{g}', \quad 6.19 (d)$$

unde $\vec{g}'$ este viteza relativă a particulelor după ciocnire iar μ este masa redusă a sistemului definită prin relația:

$$\mu = m_1 m_2 / (m_1 + m_2) \quad 6.20$$

Trecând în SCM, vitezele particulelor înainte și după ciocnire se pot exprima prin relațiile:

$$\vec{v}_1 = \frac{\mu}{m_1} \vec{g}, \quad 6.21 \text{ (a)}$$

$$\vec{v}_2 = -\frac{\mu}{m_2} \vec{g}, \quad 6.21 \text{ (b)}$$

$$\vec{v}_1' = \frac{\mu}{m_1} \vec{g}', \quad 6.21 \text{ (c)}$$

$$\vec{v}_2' = -\frac{\mu}{m_2} \vec{g}', \quad 6.21 \text{ (d)}$$

unde am ținut cont că vitezele relative sunt aceleași în SCM și SL și că vitezele în SCM se obțin scăzând $\vec{v}_{CM}$ din vitezele particulelor în SL.

Scriind legea conservării energiei în SCM, care poate fi ușor dedusă din legea conservării energiei în SL, 6.13, și relațiile 6.19 (a)-(d) obținem:

$$\frac{m_1 \tilde{v}_1^2}{2} + \frac{m_2 \tilde{v}_2^2}{2} + Q = \frac{m_1 \tilde{v}_1'^2}{2} + \frac{m_2 \tilde{v}_2'^2}{2}.$$

Folosind relațiile 6.21 (a)-(d) și definiția 6.20 a masei reduse obținem:

$$\frac{\mu g^2}{2} + Q = \frac{\mu g'^2}{2},$$

sau:

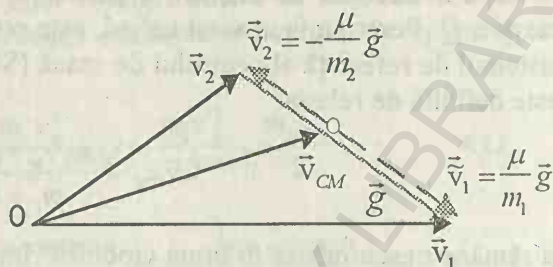


Figura 6.3 Vitezele particulelor înainte și după ciocnirii în SL și SCM.

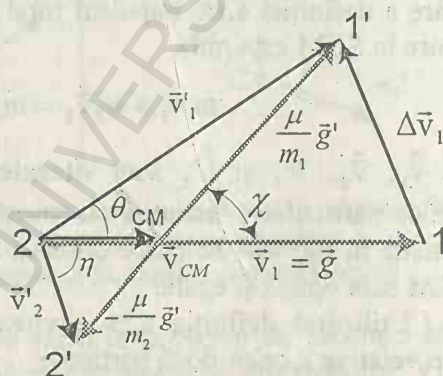


Figura 6.4 Diagrama vitezelor într-o ciocnire elastică în care particula de masă m_2 se află inițial în repaus.

$$g' = \sqrt{g^2 + \frac{2Q}{\mu}} \quad 6.22$$

Relația 6.22 exprimă un prim rezultat important, și anume că viteza relativă în ciocnirile elastice rămâne neschimbată în modul, ciocnirea având ca rezultat doar modificarea direcției acesteia:

$$g' = g, \quad Q = 0. \quad 6.23$$

Acest lucru face ca, în ciocnirile elastice, stările inițială și finală a particulelor să se găsească pe două sfere concentrice în spațiul vitezelor cu centrul în $\vec{v}_{CM}$ și cu razele $\mu g/m_1$ și, respectiv, $\mu g/m_2$ (fig. 6.5).

Să considerăm ciocnirea elastică a celor două particule presupunând particula de masă m_2 inițial în repaus. Diagrama vitezelor celor două particule în SL și SCM este prezentată în fig. 6.5. Energia cinetică transferată de la particula de masă m_1 la particula de masă m_2 datorită reculului este:

$$\Delta E_{e1} = -\Delta E_{e2} = -\frac{m_2 v_2'^2}{2}$$

Din triunghiul isoscel 22'CM obținem:

$$v_2' = 2 \frac{\mu}{m_2} g' \sin(\chi/2).$$

Ținând cont că pentru cazul particular considerat, $g' = g = v_1$, obținem:

$$\Delta E_{e1} = -\frac{2\mu^2}{m_2} v_1^2 \sin^2(\chi/2) = \frac{2\mu^2}{m_1 m_2} \frac{m_1 v_1^2}{2} (1 - \cos \chi)$$

În final putem calcula fracția din energia cinetică inițială a particulei de masă m_1 pe care aceasta o pierde în urma ciocnirii elastice:

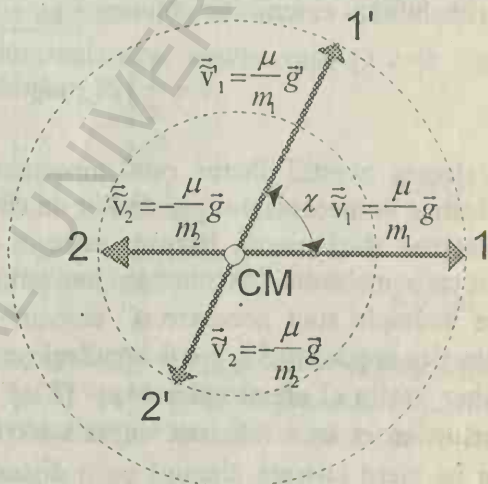


Figura 6.5 Sfera ciocnirii elastice a două particule în spațiul fazelor. Dacă particula de masă m_2 este considerată în repaus în SL, atunci originea spațiului vitezelor coincide cu poziția ocupată de aceasta în starea de dinaintea ciocnirii.

$$\delta(\chi) = -\frac{\Delta E_{c1}}{E_{c1}} = \frac{2m_1 m_2}{(m_1 + m_2)^2} (1 - \cos \chi) \quad 6.24$$

Aplicând această relație la ciocnirile elastice dintre electroni și atomii sau moleculele gazului în care se formează plasma, neglijând vitezele acestora din urmă și ținând cont de diferența mare a maselor, obținem:

$$\delta(\chi) = -\frac{\Delta E_{ce}}{E_{ce}} = \frac{2m_e}{m_A} (1 - \cos \chi), \quad 6.25$$

unde m_e și m_A sunt masele electronilor și, respectiv, atomilor neutri. Este importantă valoarea mediată a fracției după toate unghiurile de împrăștiere posibile. Considerând o distribuție omogenă după unghiul de împrăștiere a probabilității ciocnirilor obținem:

$$\delta = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi \delta(\chi) d\chi = \frac{2m_e}{m_A} \quad 6.26$$

Valoarea acestui factor este importantă în stabilirea rolului ciocnirilor elastice în mecanismul pierderilor de energie ale electronilor. Pentru ca un electron să-și piardă întreaga energie cinetică este suficientă o singură ciocnire inelastică (excitare sau ionizare) în timp ce pentru ca acest lucru să se întâmple sunt necesare δ' ciocniri elastice. Astfel dacă prin ciocniri elastice electronii își pierd impulsul pe o distanță medie egală cu drumul liber mediu al electronilor ($\lambda_e = (N\sigma_e)^{-1}$, unde N este densitatea atomilor neutri iar σ_e este valoarea medie a secțiunii eficace a ciocnirilor elastice), ei își pierd energia cinetică pe o distanță mai mare de δ' ori. Astfel, în domeniul energetic al ciocnirilor elastice, adică la energii mai mici decât energia de prag a ciocnirilor inelastice, se definește o lungime de relaxare a energiei cinetice a electronilor în plasmă, λ_w , prin relația:

$$\lambda_w = \lambda_e / \delta. \quad 6.27$$

Lungimea λ_w este lungimea de relaxare a energiei cinetice a electronilor în domeniul energetic al ciocnirilor elastice și exprimă distanța pe care electronii își pierd prin ciocniri elastice energia cinetică inițială. În cazul plasmelor gazelor ușoare (hidrogen, heliu) pentru care valoarea lui δ este

mai mare, rolul ciocnirilor elastice în bilanțul energetic al electronilor poate fi hotărâtor (problema 6.5).

Analizând formula 6.25, rezultă că transferul maxim de energie se realizează în cazul ciocnirilor elastice a particulelor de mase egale. Ciocnirile elastice dintre ionii pozitivi ai plasmei și atomii neutri din care aceștia provin sunt caracterizate de o valoare medie a fracției de energie cinetică pierdută de ioni $\delta = 0,5$. Rezultă că în medie la fiecare ciocnire cu atomii neutri, considerați în repaus, ionii pierd jumătate din energia lor cinetică. Acesta este motivul pentru care în plasmă slab ionizată, în care ciocnirile ionilor cu atomii neutri domină, spectrul energetic al ionilor este mult mai redus decât cel al electronilor ($T_i \ll T_e$). Ciocnirile elastice între particule de mase egale (sau comparabile) conduc la funcții de distribuție de echilibru termodinamic ale acestor particule.

Revenind la cazul ciocnirilor inelastice, pentru care $Q \neq 0$, din relația 6.22 și relațiile 6.19 (c) și (d) obținem:

$$\tilde{v}'_1 = \frac{\mu}{m_1} \left(g^2 + \frac{2Q}{\mu} \right)^{1/2} \quad 6.28 (a)$$

$$\tilde{v}'_2 = \frac{\mu}{m_2} \left(g^2 + \frac{2Q}{\mu} \right)^{1/2} \quad 6.28 (b)$$

Considerând particula de masă m_2 în repaus ($g = v_1$) și folosind diagrama vitezelor după ciocnire în SCM și în SL prezentată în fig. 6.6, obținem următoarele relații pentru modulul vitezelor particulelor după ciocnire în SL:

$$v'_1 = v_{CM} \left\{ \cos \theta \pm \left[\frac{\mu^2}{m_1^2 v_{CM}^2} \left(g^2 + \frac{2Q}{\mu} \right) - \sin^2 \theta \right]^{1/2} \right\} \quad 6.29 (a)$$

$$v'_2 = v_{CM} \left\{ 1 + 2 \frac{m_1}{m_2} \sin^2 \theta + \frac{\mu^2}{m_2^2 v_{CM}^2} \left(g^2 + \frac{2Q}{\mu} \right) \pm 2 \frac{m_1}{m_2} \cos \theta \left[\frac{\mu^2}{m_1^2 v_{CM}^2} \left(g^2 + \frac{2Q}{\mu} \right) - \sin^2 \theta \right]^{1/2} \right\}^{1/2} \quad 6.29 (b)$$

Ciocnirile sunt posibile pentru acele valori ale lui Q pentru care vitezele date de relațiile 6.29 (a) și (b) au valori reale, ca urmare mărimile de sub radical trebuie să fie pozitive. Această condiție se scrie sub forma:

$$Q \geq -\frac{\mu g^2}{2} + \frac{m_1^2 v_{CM}^2}{2\mu} \sin^2 \theta \quad 6.30$$

Această relație arată că maximum de energie cinetică a particulelor care intră în ciocnire și care se poate transforma în energie internă a particulelor ce rezultă din ciocnire se obține la ciocnirea centrică frontală ($\theta = \pi$) și are valoarea:

$$|Q|_{\max} = \frac{\mu g^2}{2} \quad 6.31$$

Referindu-ne la cazul ciocnirilor inelastice dintre ionii pozitivi ai plasmăi și atomii neutri din care aceștia provin (considerați în repaus), rezultă că este necesar ca energia cinetică inițială a ionilor să fie egală cu cel puțin dublul energiei de prag a ciocnirilor inelastice. În cazul ciocnirilor electron-atomii neutri transformarea energiei cinetice în energie internă a particulelor rezultante este mai eficientă și energia cinetică minimă a electronilor necesară ciocnirilor inelastice cu atomii plasmăi este aproximativ egală cu energia de prag a acestor procese.

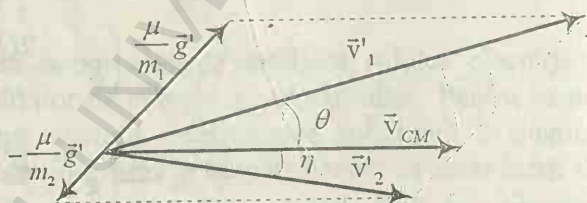


Figura 6.6 Diagrama vitezelor în SCM și SL în ciocnirea inelastică a unei particule de masă m_1 cu o particulă de masă m_2 aflată inițial în repaus.

6.2.3 Descrierea dinamică a ciocnirilor

În descrierea clasică a ciocnirilor structura internă a particulelor este ignorată. Aproximația asimptotică a permis descrierea efectelor ciocnirilor analizând modificarea globală a stării de mișcare a particulelor fără a lua în discuție ceea ce se întâmplă în timpul ciocnirii, adică pe durata

a cât are loc interacțiunea dintre particule. Astfel, în descrierea asimptotică, deși putem obține unele informații prin care starea finală a particulelor ce rezultă din ciocnire este complet determinată de starea lor inițială și de cel puțin doi parametri, energia de reacție, Q , și unghiul de împrăștiere în SCM, χ , aceștia din urmă rămân nedeterminați. Determinarea lor impune o analiză a ceea ce se întâmplă în timpul ciocnirii, respectiv o analiză luând în considerare natura forțelor de interacțiune și a modificării stării interne a acestora. Analiza poate fi făcută în aproximația dinamică a mecanicii clasice care consideră particulele ca centre de forțe punctiforme de simetrie sferică, sau în descrierea probabilistică a mecanicii cuantice, starea de mișcare a particulelor fiind descrisă de funcțiile de undă. În această secțiune vom lua în considerare descrierea dinamică în aproximația mecanicii clasice a ciocnirilor elastice intermediare prin câmpuri conservative de forțe centrale, cum ar fi forța elastică, în cazul ciocnirii sferelor rigide, și forța coulombiană. Această analiză va permite determinarea unghiului de împrăștiere în funcție de starea de mișcare a particulelor de dinaintea ciocnirii și pe această bază se vor putea defini unele mărimi statistice, ca secțiunile eficace diferențială și totală ale ciocnirilor elastice.

Așa cum este prezentat în figura 6.7, particulele sunt reprezentate prin centre punctiforme de forță cu simetrie sferică. Conform legii a treia a dinamicii Newtoniene, interacțiunea dintre cele două particule este descrisă prin forțe egale și de sens contrar, de atracție sau respingere, ce acționează de-a lungul liniei ce unește cele două particule și a căror valoare depinde doar de distanța dintre cele două particule:

$$\vec{F}_1 = -\vec{F}_2 = F(r) \frac{\vec{r}}{r}, \quad 6.32$$

unde $\vec{r} = \vec{r}_1 - \vec{r}_2$ este vectorul

de poziție a particulei 1 în raport cu particula 2, $\vec{r}_1$ și $\vec{r}_2$ sunt vectorii de poziție a celor două particule în SL, iar $F(r)$ exprimă mărimea forței de

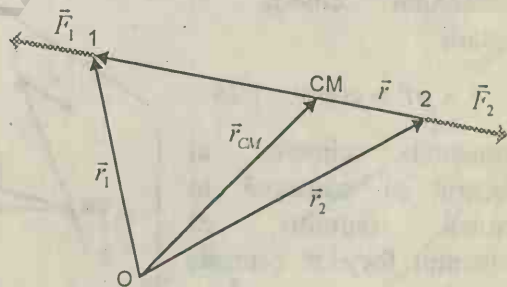


Figura 6.7 Interacțiunea a două particule în timpul unei ciocniri elastice intermediată de forțe centrale de respingere.

interacțiune între cele două particule, aceasta fiind luată pozitivă pentru forțele de respingere și negativă pentru forțele de atracție. În SL mișcarea celor două particule este guvernată de următoarele legi:

$$\vec{F}_1 = m_1 \ddot{\vec{r}}_1 \quad 6.33 \text{ (a)}$$

$$\vec{F}_2 = m_2 \ddot{\vec{r}}_2 \quad 6.33 \text{ (b)}$$

Studiul mișcării celor două particule în SL poate fi redus la studiul mișcării relative a particulelor și al mișcării centrului de masă după cum urmează: se înmulțesc ecuațiile 6.33 (a) cu m_2 , 6.33 (b) cu m_1 , și se scad cele două ecuații astfel obținute. Ținând cont de relația 6.32 obținem ecuația:

$$F(r) \frac{\vec{r}}{r} = \mu \ddot{\vec{r}}, \quad 6.34$$

ecuație care datorită unidimensionalității sale, poate fi scrisă scalar sub forma: $F(r) = \mu \ddot{r}$. Ecuația 6.34 descrie mișcarea relativă a particulelor, prin intermediul mișcării unei particule fictive de masă μ într-un plan care, conținând vectorul $\vec{r}$, conține și centrul de masă al sistemului. Ecuația planului mișcării particulei fictive, deci și a planului în care are loc mișcarea particulelor în SCM, este determinată de legea conservării momentului cinetic al mișcării:

$$\vec{J} = \vec{r} \times \mu \dot{\vec{r}} = \text{const.} \quad 6.35$$

Momentul cinetic al mișcării se conservă în virtutea faptului că momentul forțelor centrale este nul:

$$\vec{M} = \vec{r} \times \vec{F} = \dot{\vec{J}} = 0 \quad 6.36$$

Astfel mișcarea particulelor față de SCM are loc într-un plan determinat de vectorii

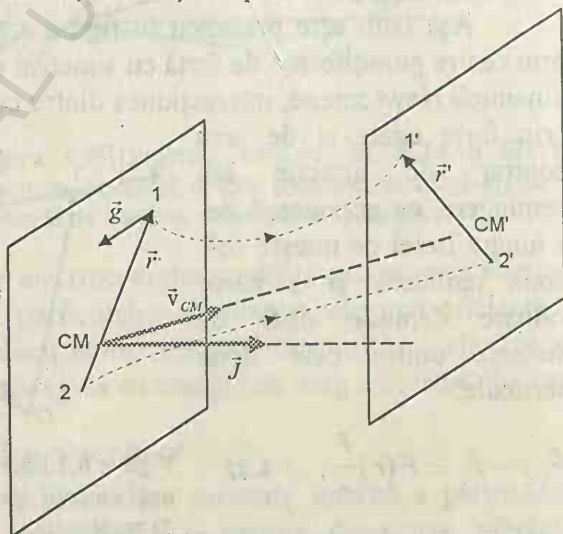


Figura 6.8 Traiectoriile particulelor în planul mișcării lor în SCM și în SL

$\vec{r}$ și $\vec{g} = \dot{\vec{r}}$. Traectoria particulelor în SL poate fi urmărită prin compunerea mișcării rectilinii și uniforme cu viteza centrului de masă a planului mișcării relative a celor două particule cu mișcarea relativă a acestora în plan (fig. 6.8).

Ecuția 6.34 permite reducerea dinamicii mișcării plane a celor două particule în SCM la studiul dinamicii mișcării unei singure particule de masă μ față de un centru de forță identificat cu poziția centrului de masă (CM). În cazul în care $m_1 \ll m_2$, CM poate fi considerat ca fiind legat particula de masă m_2 . Ținând cont de relațiile 6.21 (a) și (b) putem demonstra cu ușurință, că energia și momentul cinetic ale particulei fictive sunt egale cu energia și momentul cinetic ale sistemului celor două particule în SCM:

$$\tilde{E}_c = \frac{m_1 \tilde{v}_1^2}{2} + \frac{m_2 \tilde{v}_2^2}{2} = \frac{\mu \dot{\vec{r}}^2}{2} \quad 6.37 (a)$$

$$\vec{J} = \vec{r}_1 \times m_1 \vec{v}_1 + \vec{r}_2 \times m_2 \vec{v}_2 = \vec{r} \times \mu \dot{\vec{r}}. \quad 6.37 (b)$$

Ecuțiile 6.37 (a) și (b) sunt consistente cu ecuația 6.34. Cu ajutorul acestor ecuații reducem dinamica mișcării celor două particule în SCM la dinamica mișcării unei singure particule față de un punct fix care, în cazul $m_1 \ll m_2$, poate fi ales solidar cu poziția particulei de masă m_2 . În planul mișcării, care este perpendicular pe vectorul $\vec{J}$, alegem un sistem de coordonate carteziane cu originea în centrul de forță și cu axa Ox de-a lungul direcției inițiale de mișcare a particulei fictive (fig. 6.9). Distanța p între direcția inițială de mișcare și centrul de împrăștiere (forță) se numește parametrul de ciocnire, valoarea acestuia

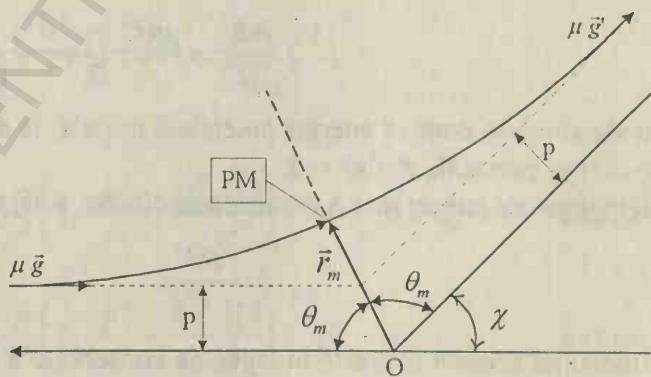


Figura 6.9 Traectoria mișcării relative a particulelor în SCM.

determinând unghiul de împrăștiere χ a particulei. Este mai convenabil să se folosească coordonate polare definite prin r , distanța de la centrul de împrăștiere la particulă și θ , unghiul dintre axa Ox și vectorul de poziție $\vec{r}$ a particulei împrăștiate. Considerând versorii celor două coordonate polare, $\hat{r}$ și $\hat{\theta}$, găsim următoarele expresii pentru vectorul de poziție și pentru viteză :

$$\vec{r} = r \cdot \hat{r} \quad 6.38 (a)$$

$$\dot{\vec{r}} = \dot{r}\hat{r} + r\dot{\theta}\hat{\theta} \quad 6.38 (b)$$

Legea de conservare a momentului cinetic este exprimată în coordonate polare prin relația:

$$\vec{J} = \mu r^2 \dot{\theta} \hat{z} = p \mu g \hat{z} \quad 6.39$$

unde g este viteza inițială cu care intră particula în câmpul de forțe (la $r = \infty$).

Considerând câmpul forței centrale conservativ, forța $F(r)$ derivă din energia potențială a câmpului conform relației:

$$F(r) = -\frac{dE_p}{dr} \quad 6.40$$

În aceste condiții se poate scrie legea conservării energiei totale (cinetică și potențială) sub forma:

$$\frac{\mu g^2}{2} = \frac{\mu(\dot{r}^2 + r^2 \dot{\theta}^2)}{2} + E_p(r), \quad 6.41$$

unde am ținut cont că energia potențială inițială, la distanță mare de centrul de forțe, este nulă, $E_p(\infty) = 0$.

Din legea de conservare a momentului cinetic, 6.39, rezultă:

$$\dot{\theta} = \frac{pg}{r^2}. \quad 6.42$$

Înlocuind această expresie în legea de conservare a energiei totale obținem ecuația:

$$\dot{r}^2 = g^2 - \frac{2E_p(r)}{\mu} - \frac{r^2}{p^2 g^2},$$

de unde rezultă:

$$\dot{r} = \pm g \sqrt{1 - \frac{r^2}{p^2} - \frac{2E_p(r)}{\mu g^2}} \quad 6.43$$

Pentru cazurile în care energia potențială $E_p(r)$ variază lent cu distanța, atât în cazul forțelor de atracție cât și în cazul celor de respingere, există un punct pe traiectorie (PM în fig. 6.9) caracterizat printr-o distanță minimă față de centrul de împrăștiere, punct în care $\dot{r} = 0$. Considerând ca moment de timp $t = 0$, momentul în care particula se află în punctul PM al traiectoriei, atunci semnul minus din ecuația 6.43 corespunde momentelor $t < 0$, pentru care distanța r scade, $\dot{r} < 0$, iar semnul plus momentelor $t > 0$ pentru care distanța r crește, $\dot{r} > 0$. Ecuația 6.43 arată că traiectoria are o axă de simetrie determinată de centrul de împrăștiere și punctul PM. Simetria traiectoriei rezultă din considerente de conservare a energiei cinetice și a momentului cinetic, particula după ce a fost deviată, la distanță mare de centrul de împrăștiere, trebuind să se miște cu o viteză egală în modul cu cea inițială ($g' = g$) după o dreaptă aflată la distanța p de centrul de împrăștiere și care face unghiul χ cu direcția inițială de mișcare (fig. 6.9). Eliminând timpul din ecuațiile diferențiale 6.42 și 6.43, obținem ecuația diferențială a traiectoriei:

$$\frac{dr}{d\theta} = \frac{\dot{r}}{\dot{\theta}} = \pm \frac{p}{r^2} \left(1 - \frac{p^2}{r^2} - \frac{2E_p(r)}{\mu g^2} \right)^{1/2},$$

sau:

$$d\theta = -\frac{p}{r^2} \left(1 - \frac{p^2}{r^2} - \frac{2E_p(r)}{\mu g^2} \right)^{-1/2} dr, \quad \theta < \theta_m \quad 6.44 (a)$$

$$d\theta = +\frac{p}{r^2} \left(1 - \frac{p^2}{r^2} - \frac{2E_p(r)}{\mu g^2} \right)^{-1/2} dr, \quad \theta > \theta_m \quad 6.44 (b)$$

Integrând ecuația 6.44 (a) pentru $0 < \theta < \theta_m$, ceea ce corespunde primei părți a traiectoriei, corespunzătoare valorilor lui r cuprinse între $-\infty$ și r_m , obținem:

$$\theta_m = \int_{-\infty}^{r_m} \frac{p}{r^2} \left(1 - \frac{p^2}{r^2} - \frac{2E_p(r)}{\mu g^2} \right)^{-1/2} dr \quad 6.45$$

Din motive de simetrie, integrala ecuației 6.44 (b) pentru ramura traiectoriei corespunzătoare valorilor lui θ cuprinse între θ_m și $2\theta_m$, respectiv pentru r cuprins între r_m și $+\infty$, dă un rezultat identic cu cel descris de ecuația 6.45:

$$\theta_m = \int_{r_m}^{+\infty} \frac{p}{r^2} \left(1 - \frac{p^2}{r^2} - \frac{2E_p(r)}{\mu g^2} \right)^{-1/2} dr \quad 6.46$$

Ecuatiile 6.45 și 6.46 determină, în condițiile în care se cunoaște starea inițială a sistemului și forma potențialului de interacțiune, $E_p(r)$, unghiul θ_m , care la rândul său determină unghiul de deflecție, χ , conform relației:

$$\chi = \pi - 2\theta_m \quad 6.47$$

Vom considera două cazuri de importanță practică pentru ciocnirile elastice care au loc în plasmă, ciocnirea elastică a sferelor rigide, care poate constitui un model aproximativ pentru ciocnirile elastice între particulele componente ale plasmăi, și ciocnirea Coulombiană între particulele încărcate electric ale plasmăi.

Considerăm cele două particule reprezentate prin centrele de masă a două sfere rigide de raze și mase, r_1, r_2 și, respectiv, m_1, m_2 . Forța de interacțiune între sfere este nulă dacă sferele nu sunt în contact ($r > r_1 + r_2$) și foarte mare la

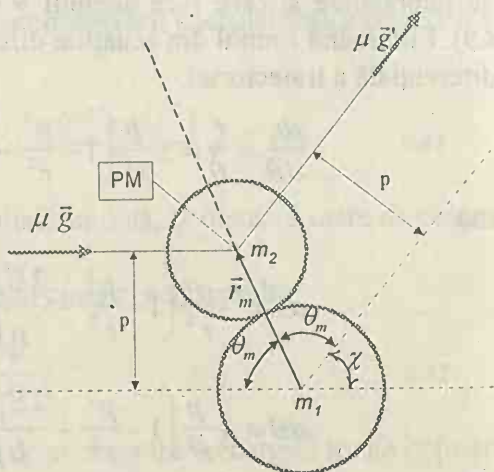


Figura 6.10 Ciocnirea elastică a două sfere rigide în SCM

contactul lor ($r = r_1 + r_2$). Astfel încât forma funcției $E_p(r)$ luată în calcul ar putea fi exprimată ca:

$$E_p(r) = \begin{cases} 0, & r \geq r_1 + r_2 \\ \infty, & r < r_1 + r_2 \end{cases} \quad 6.48$$

Evident, ciocnirea are loc numai dacă parametrul de ciocnire satisface condiția:

$$p < r_1 + r_2$$

Integrala 6.45 este în acest caz:

$$\theta_m = \int_{-\infty}^{r_1+r_2} \frac{p}{r^2} \left(1 - \frac{p^2}{r^2} \right)^{-1/2} dr = \arcsin \left(\frac{p}{r_1 + r_2} \right) \quad 6.49$$

Ținând cont de relația 6.47, unghiul de deflecție este:

$$\chi = \begin{cases} \pi - 2 \arcsin \frac{p}{r_1 + r_2}, & p \leq r_1 + r_2 \\ 0, & p > r_1 + r_2 \end{cases} \quad 6.50$$

În cazul ciocnirilor Coulombiene, energia potențială a sistemului celor două particule este:

$$E_p(r) = \frac{q_1 q_2}{4\pi \epsilon_0 r}, \quad 6.51$$

unde q_1 și q_2 sunt sarcinile electrice ale celor două particule între care are loc ciocnirea. Introducând parametrul critic de ciocnire p_0 ca fiind dat de relația:

$$p_0 = \frac{q_1 q_2}{4\pi \epsilon_0 \mu g^2}, \quad 6.52$$

ecuația integrală a traiectoriei devine:

$$|\theta_m - \theta| = \int_{r_m}^r \frac{p}{r^2} \left(1 - \frac{p^2}{r^2} - \frac{2p_0^2}{r} \right)^{-1/2} dr, \quad 6.53$$

unde distanța minimă între particule, r_m , rezultă punând condiția $\dot{r} = 0$ în ecuația 6.43:

$p^2 / r_m^2 - 2p_0 / r_m - 1 = 0$, de unde rezultă:

$$r_m = p^2 / (-p_0 + \sqrt{p_0^2 + p^2}) \quad 6.54$$

Făcând schimbarea de variabilă în integrala 6.53:

$$x = (p^2 / r + p_0) / \sqrt{p^2 + p_0^2},$$

obținem:

$$|\theta_m - \theta| = \int_x^1 (1 - x^2)^{-1/2} dx = \arcsin(x)|_x^1 = \pi/2 - \arcsin[(p^2 / r + p_0) / \sqrt{p^2 + p_0^2}],$$

de unde rezultă ecuația traiectoriei:

$$\cos(\theta - \theta_m) = \frac{p^2 / r + p_0}{\sqrt{p^2 + p_0^2}} \quad 6.55$$

Ecuația arată că traiectoria este o hiperbolă a cărei axă de simetrie este determinată de unghiul θ_m . Pentru $r = \infty$, $\theta = 2\theta_m$, astfel încât obținem:

$$\cos \theta_m = \sin(\chi/2) = p_0 / \sqrt{p^2 + p_0^2} \quad 6.56$$

Folosind relația de mai sus, se poate arăta cu ușurință că:

$$\operatorname{tg}(\chi/2) = p_0 / p \quad 6.57$$

Semnificația valorii p_0 utilizată în calculele de mai sus apare evidentă din ecuația 6.57, și anume, p_0 este valoarea parametrului de ciocnire pentru care unghiul de deflecție este $\chi = \pi/2$. Valoarea p_0 a parametrului de ciocnire este utilă în distincția care se face între ciocnirile Coulombiene "tari", pentru care $\chi > \pi/2$ și $p < p_0$ și ciocnirile Coulombiene "slabe", pentru care $\chi \leq \pi/2$ și $p \geq p_0$. Spre deosebire de ciocnirea elastică a sferelor rigide, în cazul ciocnirilor Coulombiene există împrăștiere pentru orice valoare a parametrului de impact. Acest lucru introduce, după cum vom vedea, o dificultate în definirea secțiunii eficace de împrăștiere elastică a ciocnirilor Coulombiene.

Fără a prezenta calcule, ne vom referi în continuare la cazul ciocnirilor elastice ale particulelor încărcate ale plasmei cu atomii neutri, în

care se poate folosi modelul interacțiunii electrostatice dintre o sarcină electrică punctiformă și un dipol electric. Se ține astfel cont de faptul că particulele încărcate pot produce o polarizare a particulelor neutre. Sub acțiunea câmpului electric generat de sarcina punctiformă a unei particule încărcate, q , particulele neutre se pot polariza electric căpătând un moment electric de dipol:

$$p_e = \alpha E = \alpha q / (4\pi \epsilon_0 r^2), \quad 6.58$$

unde α este polarizabilitatea particulelor neutre și E câmpul Coulombian generat de sarcina electrică punctiformă.

Considerând potențialul electric generat de particula neutră polarizată de forma:

$$V(r) = \frac{p_e \cos \theta}{4\pi \epsilon_0 r^2}, \quad 6.59$$

rezultă o energie potențială de interacțiune de forma:

$$E_p(r) = \frac{\alpha q^2}{(4\pi \epsilon_0)^2 r^4} \quad 6.60$$

Rezultă în acest caz o descreștere mult mai puternică a energiei de interacțiune odată cu creșterea distanței dintre acestea. Folosirea expresiei energiei de interacțiune 6.60 în integrala 6.45 conduce la ecuația traiectoriei mișcării relative a particulelor pentru acest gen de ciocniri.

6.3. Secțiuni eficace de ciocnire

6.3.1 Secțiunea eficace totală de ciocnire

Ciocnirile binare care au loc în plasmă implică, la nivel macroscopic, interacțiunea între diferite sorturi de particule, interacțiune care nu poate fi descrisă altfel decât statistic. Astfel, este necesar să se introducă mărimi statistice care să descrie interacțiunea macroscopică dintre diferitele sorturi de particule ale plasmă în funcție de procesele microscopice de ciocnire ale particulelor constitutive. Situația cea mai simplă care se poate imagina este aceea a interacțiunii între un fascicul paralel de particule de un anumit sort, numite de regulă particule proiectil,

cu particulele de alt sort considerate în repaus, numite particule țintă. Ca și în cazul studiului ciocnirii a două particule, este avantajoasă folosirea SCM. Dacă particulele țintă, aflate inițial în repaus, au masă mult mai mare decât particulele proiectil, atunci cu bună aproximație SCM coincide cu SL. Pentru simplitate vom presupune fluxul de particule monoenergetic, adică toate particulele proiectil au aceeași viteză relativă $\bar{g}$ față de particulele țintă, doar parametrul de ciocnire diferă de la o particulă la alta.

Particulele țintă sunt distribuite omogen în volum, distanța medie dintre ele fiind suficient de mare astfel încât, pe de-o parte, să aibă loc doar ciocniri binare, iar pe de altă parte, pe distanța pe care studiem interacțiunea particulele proiectil să sufere cel mult o ciocnire. Vom asocia fiecărei particule țintă o suprafață de arie σ orientată perpendicular pe direcția de mișcare a particulelor proiectil, suprafață care este determinată de valoarea limită a parametrului de ciocnire pentru care au loc ciocnirile. Spre exemplu, dacă ne referim la ciocnirea elastică a sferelor rigide (particulele țintă și particulele proiectil sunt sfere rigide de raze r_1 , respectiv, r_2), valoarea limită a parametrului de ciocnire pentru care are loc împrăștierea elastică este $p_{max} = r_1 + r_2$ și valoarea ariei suprafeței asociate sferelor țintă este:

$$\sigma_{el} = \pi (r_1 + r_2)^2 \quad 6.61$$

Aria suprafeței de ciocnire atașată particulelor țintă poartă denumirea de secțiune eficace de ciocnire și valoarea ei este stabilită, fie din considerente teoretice, fie prin experimente de genul celui imaginat mai sus, respectiv studiul interacțiunii unui fascicul monoenergetic de particule proiectil cu un mediu format din particulele țintă. Fiecărui tip de ciocnire îi este asociată o valoare a secțiunii eficace de ciocnire.

Dacă luăm în considerare interacțiunile Coulombiene, atunci nu există o valoare limită a parametrului de ciocnire, fapt care introduce o dificultate în stabilirea unei secțiuni eficace ale acestor interacțiuni. Am văzut că există o valoare a parametrului de ciocnire, p_0 , care separă ciocnirile Coulombiene "tari", de cele "slabe". Astfel pentru ciocnirile Coulombiene "tari", $p < p_0$ și $\chi \geq \pi$, secțiunea eficace este:

$$\sigma_{tari} = \pi p_0^2 \quad 6.62$$

Pentru ciocnirile Coulombine “slabe” în plasmă, care formează majoritatea, se poate introduce o valoare de tăiere a parametrului de ciocnire pe baza faptului că, datorită ecranării Debye, câmpurile electrostatice sunt ecranate pe distanțe mai mari de λ_D . Ca urmare ciocnirile Coulombiene slabe în plasmă sunt caracterizate printr-o secțiune eficace:

$$\sigma_{slabe} = \pi (\lambda_D^2 - p_0^2) \quad 6.63$$

Deoarece $\lambda_D \gg p_0$, ciocnirile slabe constituie majoritatea ciocnirilor Coulombiene în plasmă, raportul lor fiind:

$$\frac{\sigma_{slabe}}{\sigma_{tari}} = \left(\frac{\lambda_D}{p_0} \right)^2 - 1 \cong \left(\frac{\lambda_D}{p_0} \right)^2 \gg 1 \quad 6.64$$

Secțiunea eficace totală pentru ciocnirile Coulombiene în plasmă este:

$$\sigma_{Coulomb} = \pi \lambda_D^2 \quad 6.65$$

Diferitele expresii ale secțiunilor eficace scrise mai sus au fost găsite pe baza considerațiilor teoretice privind ciocnirile elastice ale sferelor rigide și ale particulelor încărcate electric. Nu toate secțiunile eficace pot fi găsite ușor din considerații teoretice și ca urmare de multe ori se folosesc datele experimentale.

Revenind la situația experimentală descrisă la început, să vedem cum evoluează densitatea de flux de particule proiectil odată cu distanța de pătrundere a acestora în stratul particulelor țintă. Considerăm ca particulele proiectil care suferă ciocniri ies din fluxul inițial

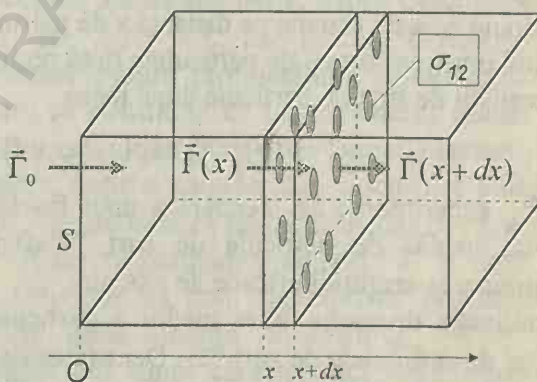


Figura 6. 11 Evoluția densității de flux a particulelor proiectil “1” într-un mediu de particule țintă “2” aflate în repaus.

de particule, astfel încât ne așteptăm ca densitatea de flux a acestora să scadă odată cu adâncimea de pătrundere. Considerăm o pătură plană de grosime dx , orientată perpendicular pe direcția de mișcare a particulelor proiectil (fig. 6.11), definită în mediul populat omogen cu particule țintă și a căror densitatea volumică este n_2 . Fie N_1 numărul de particule proiectil care străbat în timpul t o suprafață de arie S a păturii. În același timp, prin aceeași suprafață, vor ieși din pătură cu dN_1 mai puține particule datorită ciocnirilor. Raportul dintre numărul de particule care suferă ciocniri în pătura plană de grosime dx și numărul total de particule care străbat pătura, dN_1/N_1 , este egal cu raportul dintre suprafața rezultată prin însumarea secțiunilor eficace de ciocnire, σ_{12} , a tuturor țintelor din volumul Sdx și suprafața totală S , adică:

$$\frac{|dN_1|}{N_1} = \frac{n_2 S dx \sigma_{12}}{S} = n_2 \sigma_{12} dx. \quad 6.66$$

Ca urmare, densitatea de flux a fasciculului de particule proiectil scade după legea:

$$\frac{d\Gamma}{\Gamma} = \frac{(dN_1 / St)}{(N_1 / St)} = -n_2 \sigma_{12} dx. \quad 6.67$$

În expresia de mai sus am ținut cont că dN_1 și $d\Gamma$ sunt mărimi negative. Integrând această ecuație pe distanța x de pătrundere a fasciculului în mediul omogen format de particulele țintă obținem o atenuare exponențială a densității de flux de particule după legea:

$$\Gamma(x) = \Gamma_0 \exp(-n_2 \sigma_{12} x). \quad 6.68$$

Astfel, experimente de atenuare a unui fascicul de particule de sort "1" într-un mediu de particule de sort "2" aflate în repaus pot duce la determinarea secțiunii eficace de ciocnire, σ_{12} . Mărimea $\lambda_{12} = (n_2 \sigma_{12})^{-1}$ are semnificația drumului liber mediu a particulelor de sort "1" în mediul format de particulele de sort "2". Densitatea de flux $\Gamma(x)$ este proporțională cu numărul de particule proiectil care au străbătut distanța x fără ciocnire astfel încât drumul liber mediu poate fi calculat de relația*:

* S-a ținut cont că probabilitatea unui parcurs de lungime x este proporțională cu $\Gamma(x)$.

$$\lambda_{12} = \frac{\int_0^{\infty} x \Gamma(x) dx}{\int_0^{\infty} \Gamma(x) dx} \quad 6.69$$

Folosind relația 6.68 obținem:

$$\lambda_{12} = \frac{1}{n_2 \sigma_{12}} \quad 6.70$$

Ca și secțiunea eficace a ciocnirilor, drumul liber mediu este o mărime statistică caracteristică interacțiunii sorturilor de particule prin ciocniri microscopice binare. Mărima acestui parametru este importantă în evaluarea rolului pe care îl au ciocnirile dintre particule în procesele macroscopice care au loc în plasmă. Astfel, în multe cazuri de interes practic este invocat modelul plasmelor necolizionale, model în care ciocnirile dintre particule sunt complet neglijate pe motivul că drumul liber mediu este mult mai mare decât dimensiunile caracteristice ale volumului plasmei, $\lambda_{12} \gg L$. În acest caz probabilitatea ciocnirilor binare în volum este foarte mică, un rol dominant în aceste plasmă avându-l ciocnirile particulelor cu suprafețele care mărginesc plasma și acțiunea câmpurilor electric și magnetic macroscopice. Pe de altă parte, există cazul plasmelor puternic colizionale pentru care $\lambda_{12} \ll L$, caz în care ciocnirile între particule au un efect dominant asupra proprietăților macroscopice ale plasmei. Drumul liber mediu se constituie ca un parametru spațial care permite evaluarea probabilității ciocnirilor binare în volumul plasmei.

Există un alt parametru statistic caracteristic ciocnirilor binare de volum, frecvența de ciocnire, ν_{12} , definită ca numărul mediu de ciocniri pe care o particulă de sort "1" îl are cu particulele de sort "2" în timp de o secundă. Acest parametru introduce un timp caracteristic proceselor de ciocnire, timpul mediu între două ciocniri consecutive, $\tau_{12} = \nu_{12}^{-1}$, comparația acestuia cu diferiți alți timpi caracteristici fiind importantă pentru stabilirea rolului pe care-l au ciocnirile în mișcarea particulelor plasmei. Astfel, dacă se face comparația între frecvența de ciocnire și frecvența mișcării Larmor, ν_c , a particulelor încărcate electric în plasmă, apare deosebirea între plasma magnetizată, în care mișcarea particulelor

este dominată de acțiunea câmpului magnetic ($v_{12} \ll v_c$), și plasma nemagnetizată, în care ciocnirile au rolul dominant în mișcarea particulelor ($v_{12} \gg v_c$). Frecvența de ciocnire se poate calcula ușor împărțind distanța parcursă de o particulă proiectil în unitatea de timp, respectiv viteza relativă g a acestora, la drumul liber mediu:

$$v_{12} = \frac{g}{\lambda_{12}} = n_2 \sigma_{12} g \quad 6.71$$

Pentru fiecare proces elementar de volum din cele enumerate în secțiunea 6.2 se definește o secțiune eficace. Astfel, procesele de ionizare și excitare ale atomilor neutri în urma impactului cu electronii rapizi sunt caracterizate de secțiunile eficace de ionizare, respectiv, excitare, ciocnirile elastice ale electronilor cu atomii neutri de secțiunea eficace pentru ciocnirile elastice, etc. Există experimente când toate aceste procese duc la atenuarea fluxului de particule, motiv pentru care secțiunile eficace se adună pentru a descrie efectul cumulat a mai multor tipuri de ciocniri. Deci, dacă electronii dintr-un fascicul își pot modifica impulsul și energia prin oricare din următoarele procese de ciocnire cu atomii neutri: împrăștiere elastică, excitări și ionizări, secțiunea eficace totală pentru toate aceste tipuri de procese care pot avea loc este:

$$\sigma_{tot} = \sigma_{elastice} + \sum_i \sigma_{excitare}^i + \sigma_{ionizare} \quad 6.72$$

În calculul drumului liber mediu al electronilor se va lua în considerare secțiunea eficace sumată pentru toate procesele posibile.

Procesele inelastice, care duc la schimbarea structurii interne a particulelor, necesită folosirea teoriei mecanicii cuantice pentru calculul teoretic al secțiunilor eficace corespunzătoare.

6.3.2. Secțiunea eficace diferențială a împrăștierei elastice

Secțiunea eficace totală de împrăștiere elastică descrie împrăștierea în ansamblu a particulelor fluxului incident, indiferent de valoarea unghiului de împrăștiere, fiind luat în considerare tot domeniul de valori ale acestuia, $0 < \chi \leq \pi$. Împrăștierea elastică a unui fascicul de particule proiectil pe un mediu de particule țintă poate fi descrisă mai detaliat dacă se analizează și distribuția particulelor împrăștiate după unghiul de împrăștiere. Am văzut că unghiul de împrăștiere în SCM depinde doar de

valoarea parametrului de ciocnire, de potențialul de interacțiune și de viteza relativă a particulelor. Dacă fasciculul incident este monoenergetic și omogen, ceea ce înseamnă că particulele au aceeași viteză relativă și densitatea de flux este aceeași în toată secțiunea lui, $\Gamma = n_1 g$, distribuția particulelor după unghiul de împrăștiere nu este neapărat omogenă.

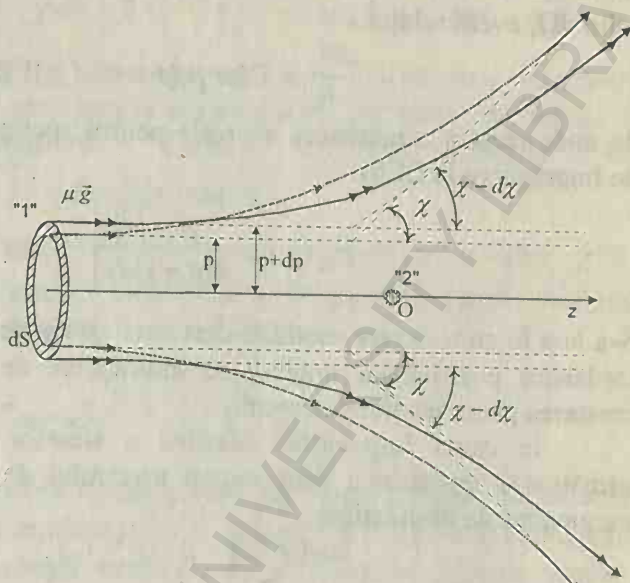


Figura 6.12 Împrăștierea unui flux de particule pe un centru de împrăștiere cu simetrie de revoluție în jurul axei Oz.

Particulele proiectil care sunt împrăștiate pe o particulă țintă sub parametrul de ciocnire cuprins între p și $p + dp$, deci care vor trece printr-o suprafață elementară $dS = 2\pi p dp$, vor fi deviate într-un unghi solid $d\Omega = 2\pi \sin(\chi) d\chi$, determinat de două conuri de revoluție cu deschiderea cuprinsă între χ și $\chi - d\chi$ (fig. 6.12).

Numărul de particule împrăștiate în unitatea de unghi solid în unitatea de timp este proporțional cu densitatea de flux de particule incidente și depinde de direcția unghiului de împrăștiere printr-o relație de forma:

$$\frac{dN_1}{d\Omega dt} = \sigma_{12}(\chi) \Gamma, \quad 6.73$$

unde $\sigma_{12}(\chi)$ este secțiunea eficace diferențială de împrăștiere elastică în SCM a particulelor de sort "1" pe un mediu format din particule de sort "2". Deoarece numărul particulelor incidente care străbat elementul de

suprafață dS este același cu numărul particulelor împrăștiate în unghiul solid $d\Omega$, avem relația:

$$\frac{dN_1}{dt} = \Gamma 2\pi p dp = \sigma_{12}(\chi) \Gamma 2\pi \sin(\chi) d\chi,$$

de unde rezultă următoarea expresie pentru secțiunea diferențială eficace de împrăștiere în SCM:

$$\sigma_{12}(\chi) = \frac{p}{\sin(\chi)} \left| \frac{dp}{d\chi} \right|. \quad 6.74$$

S-a luat în considerare modulul derivatei $dp/d\chi$ deoarece σ este o mărime totdeauna pozitivă iar unghiul de împrăștiere de obicei scade odată cu creșterea parametrului de ciocnire.

În cazul împrăștierii elastice a sferelor rigide, relația 6.50 dă următoarea expresie a dependenței unghiului de împrăștiere funcție de parametrul de împrăștiere:

$$\cos(\chi/2) = p / (r_1 + r_2),$$

de unde rezultă:

$$\sigma(\chi) = \frac{p}{\sin(\chi)} \frac{(r_1 + r_2) \sin(\chi/2)}{2}$$

Înlocuind valoarea parametrului de ciocnire $p = (r_1 + r_2) \cos(\chi/2)$ și ținând cont că $\sin(\chi) = 2 \sin(\chi/2) \cos(\chi/2)$, obținem:

$$\sigma(\chi) = (r_1 + r_2)^2 / 4. \quad 6.75$$

După cum se vede, secțiunea eficace diferențială de împrăștiere elastică a sferelor rigide nu depinde de unghiul de împrăștiere, ceea ce indică faptul că împrăștierea sferelor rigide este izotropă. Secțiunea eficace totală a împrăștierii elastice, σ_e , se poate obține prin integrarea după unghiul solid al secțiunii eficace diferențiale:

$$\sigma_e = \int \sigma(\chi) d\Omega = 2\pi \int_0^\pi \sigma(\chi) \sin(\chi) d\chi \quad 6.76$$

Astfel, folosind expresia secțiunii eficace diferențiale a împrăștierii elastice în cazul ciocnirii sferelor rigide obținem:

$$\sigma_e = 2\pi \int_0^{r_1+r_2} p dp = 2\pi \int_0^{\pi} \frac{(r_1+r_2)^2}{4} \sin(\chi) d\chi = \pi(r_1+r_2)^2.$$

Ciocnirea elastică a particulelor încărcate electric este anizotropă, existând o dependență puternică a numărului de particule împrăștiate de unghiul de împrăștiere. Astfel, conform relației 6.56 $\sin(\chi/2) = p_0 / \sqrt{p^2 + p_0^2}$, de unde rezultă:

$$dp/d\chi = -p_0 \sqrt{p^2 + p_0^2} \cos(\chi/2) / 2 \sin^2(\chi/2) = -p_0^2 \cos(\chi/2) / 2 \sin^3(\chi/2)$$

De aici rezultă binecunoscuta formulă a lui Rutherford pentru secțiunea eficace diferențială a ciocnirilor Coulombine:

$$\sigma_{Coulomb}(\chi) = \frac{p_0^2}{4 \sin^4(\chi/2)} \quad 6.77$$

Se observă că împrăștierea Coulombiană nu este izotropă, ea crescând monoton de la valoarea minimă $p_0^2/4$ pentru $\chi = \pi$, la infinit, atunci când $\chi \rightarrow 0$. Această dependență explică de ce secțiunea eficace totală a ciocnirilor Coulombine este infinită:

$$\sigma_{Coulomb} = \lim_{\chi_{min} \rightarrow 0} \int_{\chi_{min}}^{\pi} \frac{p_0^2}{4 \sin^2(\chi/2)} 2\pi \sin(\chi) d\chi = \lim_{\chi_{min} \rightarrow 0} \pi p_0^2 \left[\frac{1}{\sin^2(\chi_{min}/2)} - 1 \right] = \infty$$

Limita poate deveni finită dacă se ia în considerare o valoare finită a unghiului de împrăștiere, χ_{min} . Valoarea infinită a secțiunii eficace totale a ciocnirilor Coulombine rezultă din luarea în considerare a ciocnirilor cu unghiuri de împrăștiere foarte mici.

Considerațiile de mai sus asupra secțiunii eficace diferențiale de împrăștiere elastică au fost făcute în SCM care este același cu SL numai în cazul în care particulele țintă sunt inițial în repaus și au mase mult mai mari decât particulele proiectil. Această situație este aplicabilă ciocnirii elastice a electronilor cu atomii, dar nu și ciocnirilor între particule cu mase comparabile. În general, unui unghi de împrăștiere χ în SCM îi corespunde un unghi χ_0 în SL, iar particulele împrăștiate într-un unghi solid $d\Omega = 2\pi \sin(\chi) d\chi$ în SCM sunt împrăștiate într-un unghi solid $d\Omega_0 = 2\pi \sin(\chi_0) d\chi_0$ în SL. Ca urmare, se definește secțiunea eficace diferențială a ciocnirilor elastice în SL prin relația:

$$\sigma_0(\chi_0) = \frac{dN_1}{\Gamma d\Omega_0} \quad 6.78$$

Ținând cont de relația de definiție a secțiunii eficace diferențiale de împrăștiere în SCM, 6.73, obținem:

$$\sigma_0(\chi_0) = \frac{\sigma(\chi)\Gamma d\Omega}{\Gamma d\Omega_0} = \sigma(\chi) \frac{\sin(\chi)d\chi}{\sin(\chi_0)d\chi_0} \quad 6.79$$

Pe baza relațiilor dintre vitezele particulelor în SCM și SL (problema 6.8) se poate arăta că între unghiurile de împrăștiere χ și χ_0 există relația:

$$\cos(\chi_0) = \frac{\cos(\chi) + m_1 / m_2}{\sqrt{1 + 2(m_1 / m_2) \cos(\chi) + (m_1 / m_2)^2}} \quad 6.80$$

Folosind ecuația de mai sus se găsește următoarea relație între secțiunile eficace de împrăștiere elastică în SL și SCM:

$$\sigma_0(\chi_0) = \sigma(\chi) \cdot \frac{[1 + 2(m_1 / m_2) \cos(\chi) + (m_1 / m_2)^2]^{3/2}}{1 + (m_1 / m_2) \cos(\chi)} \quad 6.81$$

Așa cum era de așteptat, se observă că dacă $m_1/m_2 \approx 0$, $\chi = \chi_0$ și $\sigma_0(\chi_0) = \sigma(\chi)$.

Secțiunea eficace diferențială de împrăștiere elastică permite calculul valorii medii a oricărei funcții asociate particulelor proiectil și care depinde de unghiul de împrăștiere, $f(\chi)$. Astfel, dacă $\Gamma \sigma(\chi) 2\pi \sin(\chi) d\chi$ reprezintă numărul de particule deviate în unghiul solid $d\Omega = 2\pi \sin(\chi) d\chi$ în unitatea de timp, atunci valoarea funcției $f(\chi)$ pentru toate aceste particule este $f(\chi) \Gamma \sigma(\chi) 2\pi \sin(\chi) d\chi$. Valoarea medie a funcției $f(\chi)$ este egală cu valoarea funcției pentru toate particulele împrăștiate în unitatea de timp împărțită la numărul de particule împrăștiate în unitatea de timp:

$$\langle f(\chi) \rangle = \frac{2\pi \Gamma \int_0^\pi f(\chi) \sigma(\chi) \sin(\chi) d\chi}{2\pi \Gamma \int_0^\pi \sigma(\chi) \sin(\chi) d\chi} = \frac{1}{\sigma_0} \int_0^\pi f(\chi) \sigma(\chi) \sin(\chi) d\chi, \quad 6.82$$

unde σ este secțiunea eficace totală de împrăștiere elastică.

6.3.3. Secțiunea eficace de transfer a impulsului

Împrăștierea particulelor dintru-un fascicul are ca efect pierderea de impuls pe direcția inițială de mișcare a acestora. Acest impuls este transferat centrelor împrăștiitoare. Așa cum secțiunea eficace totală a împrăștierei elastice, σ , dă o măsură a numărului de particule împrăștiate în toate direcțiile în unitatea de timp, se poate defini o secțiune eficace de transfer a impulsului, σ_p , care să dea o măsură a impulsului transferat în unitatea de timp de la particulele proiectil care formează fluxul la centrele împrăștiitoare. Astfel, dacă $\sigma \Gamma$ reprezintă numărul de particule împrăștiate de un centru împrăștiitor în unitatea de timp, $\sigma_p \Gamma \mu g$ reprezintă impulsul transferat centrului împrăștiitor în unitatea de timp.

Pentru a găsi o expresie pentru σ_p trebuie să calculăm valoarea impulsului transferat de particulele fluxului spre centrul împrăștiitor în unitatea de timp. O particulă care înainte ciocnirii elastice are pe direcția fasciculului incident impulsul μg , are după ciocnire impulsul pe aceeași direcție $\mu g \cos(\chi)$, impulsul transferat centrului împrăștiitor fiind $\mu g [1 - \cos(\chi)]$. Impulsul transferat de particulele împrăștiate în unghiul solid $d\Omega = 2\pi \sin(\chi) d\chi$ este $\mu g [1 - \cos(\chi)] \sigma(\chi) \Gamma d\Omega$. Impulsul total transferat centrului împrăștiitor în unitatea de timp este:

$$\mu g \Gamma 2\pi \int_0^\pi [1 - \cos(\chi)] \sigma(\chi) \sin(\chi) d\chi.$$

Raportând această valoare la densitatea de flux de impuls a particulelor incidente, $\Gamma \mu g$, obținem secțiunea eficace de transfer a impulsului:

$$\sigma_p = 2\pi \int_0^\pi [1 - \cos(\chi)] \sigma(\chi) \sin(\chi) d\chi \quad 6.83$$

Folosind formula 6.82, rezultă că valoarea medie a impulsului transferat de particule unui centru împrăștiitor este:

$$\langle \mu g [1 - \cos(\chi)] \rangle = \mu g \frac{\sigma_p}{\sigma}. \quad 6.84$$

Se pot defini secțiuni eficace și pentru alte mărimi fizice asociate particulelor fluxului incident. În mod asemănător se poate defini și o secțiune eficace pentru energia cinetică transferată centrului împrăștiator.

6.4. Coeficientul α Townsend

Plasma descărcărilor electrice în gaze este produsă în urma ionizărilor de volum între electronii accelerați în câmpul electric al descărcării și atomii gazului în care are loc descărcarea. Astfel, rezultă că electronii formează componenta cea mai activă a acestor plasmă, ei fiind cei care preiau energie de la câmpul electric exterior și o cedează prin ciocniri elastice și inelastice celorlalte componente ale plasmă. Mișcarea electronilor sub acțiunea câmpului electric în gaze poate fi privită în ansamblu ca o suprapunere a unei mișcări cu viteză constantă în lungul câmpului electric, viteză numită de drift și care este aceeași pentru toți electronii, cu o mișcare haotică în care impulsul și energia se modifică aleatoriu ca urmare a ciocnirilor.

Funcție de intensitatea câmpului electric se disting două regimuri: 1) regimul câmpurilor electrice slabe, în care ionizările de volum produse în urma ciocnirilor dintre electroni și atomii gazului pot fi neglijate, și 2) regimul câmpurilor electrice intense în care electronii acumulează energii cinetice suficient mari pentru ca numărul de ionizări produse de aceștia să fie important. Din punct de vedere practic distincția între cele două regimuri apare evidentă atunci când densitatea de curent între electrozii prin intermediul cărora se aplică câmpul electric crește neliniar odată cu intensitatea câmpului electric.

Să considerăm gazul în care există sarcini electrice libere (electroni și ioni) între doi electrozi plani-paraleli care au marginile rotunjite (profil Rugowsky) pentru a anula efectele de margini (fig. 6.13). În condițiile în care se menține o concentrație constantă, $n_i = n_e = n_0$, a sarcinilor libere în mediul gazos (aceasta se poate face, de exemplu, prin iradierea gazului), densitatea de curent, j_0 , ce ia naștere ca urmare a acțiunii câmpului electric va fi proporțională cu intensitatea acestuia:

$$j_0 = en_0(\mu_e + \mu_i)E \approx en_0\mu_e E, \quad 6.85$$

unde μ_e și μ_i sunt mobilitățile electronilor și, respectiv, ionilor pozitivi. Ținând cont că mobilitatea electronilor este mult mai mare decât cea a

ionilor pozitivi ($\mu_e \gg \mu_i$), contribuția acestora din urmă la curentul electric poate fi neglijată. Dacă intensitatea câmpului electric este mică, energia cinetică a electronilor este insuficientă pentru ca aceștia să ionizeze atomii cu care se ciocnesc, densitatea de curent j_0 fiind proporțională cu intensitatea câmpului electric (în condițiile în care variația mobilității electronilor cu intensitatea câmpului electric este neglijabilă).

La valori mari ale intensității câmpului electric relația 6.85 nu se mai respectă și densitatea de curent crește foarte mult datorită ionizărilor. Atingerea acestui regim este indicată de creșterea exponențială a curentului prin circuit odată cu mărirea distanței între cei doi electrozi, atunci când menține intensitatea câmpului electric constantă.

Un criteriu pentru valorile intensității câmpului electric corespunzătoare celor două regimuri poate fi stabilit comparând energia cinetică acumulată de un electron de la

câmpul electric pe o distanță egală cu drumul liber mediu, $eE\lambda$ cu energia de ionizare a atomilor gazului, eV_i . Regimul câmpurilor electrice slabe corespunde cazului $eE\lambda \ll eV_i$. Ținând cont de expresia drumului liber

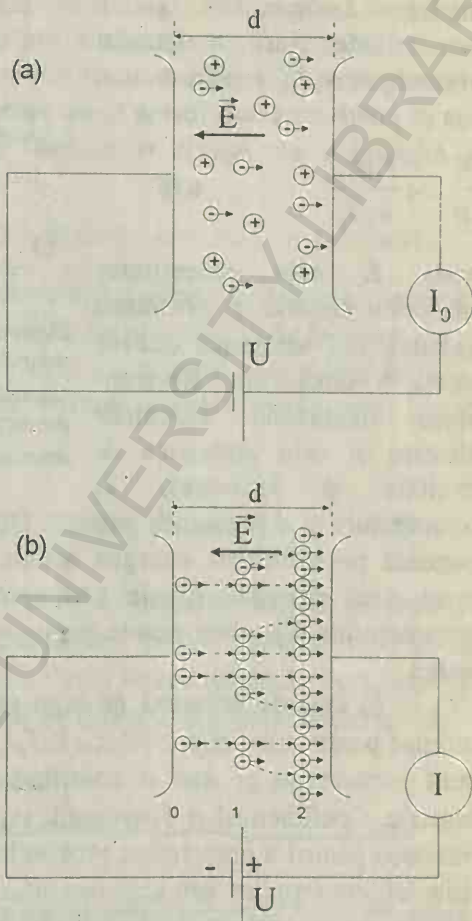


Figura 6.13 (a) Curentul electric printr-un gaz ionizat în cazul câmpurilor electrice slabe (sunt figurate numai vitezele de drift a electronilor); (b) avalanșele Townsend produse prin ionizarea gazului în câmpuri electrice intense (ionii pozitivi produși prin ionizări nu sunt figurați).

mediu, $\lambda = (n_g \sigma_{tot})^{-1}$, și a ecuației de stare a gazului perfect $p = nk_B T_g$, relația de mai sus se poate scrie sub forma:

$$\frac{E}{p} \ll \frac{V_i \sigma_{tot}}{k_B T_g}, \quad 6.86$$

unde E este intensitatea câmpului electric, p presiunea gazului, σ_{tot} secțiunea eficace totală a ciocnirilor electron-atom (incluzând ciocnirile elastice și cele inelastice de excitare și ionizare), T_g temperatura și p presiunea gazului. După cum era de așteptat, deoarece se bazează pe estimarea energiei acumulate de electroni pe distanța medie între două ciocniri, relația 6.86 precizează o condiție pentru valoarea parametrului E/p , care poartă denumirea de intensitatea câmpului electric redus.

În cele ce urmează ne vom referi la regimul câmpurilor electrice intense pentru care $E/p \geq (V_i \sigma_{tot} / k_B T_g)$, condiții în care ionizările de volum sunt numeroase și dau o contribuție majoră la intensitatea curentului electric. Coeficientul α Townsend, sau primul coeficient Townsend, a fost introdus pentru a caracteriza procesele de ionizare într-un gaz ca urmare a mișcării electronilor sub acțiunea unui astfel de câmp electric intens și este definit ca numărul mediu de ionizări produse de un electron pe unitatea de parcurs măsurată pe direcția de acțiune a câmpului electric. Este de așteptat ca α să depindă de natura gazului, prin valoarea energiei de ionizare a atomilor acestuia, și de intensitatea câmpului redus, prin dependența energiei medii acumulate de electroni pe distanța parcursă între două ciocniri consecutive.

Pentru a găsi o expresie a primului coeficient Townsend funcție de aceste mărimi, se fac următoarele două aproximații: 1) la fiecare ciocnire de ionizare electronii pierd întreaga lor energie cinetică acumulată pe o distanță parcursă pe direcția câmpului egală cu $\lambda_i = eV_i/E$; 2) ciocnirile

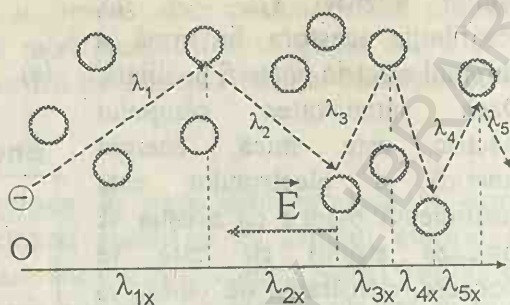


Figura 6.14 Reprezentarea schematică a mișcării unui electron printr-un mediu gazos aflat în câmp electric. Drumurile libere $\lambda_{1x}, \lambda_{2x}, \dots$ sunt proiecțiile pe direcția câmpului electric a drumurilor libere $\lambda_1, \lambda_2, \dots$

ionizante au loc imediat ce energia cinetică a electronilor depășește valoarea de prag a energiei de ionizare a atomilor, eV_i . Rezultă că pot produce ionizări numai acei electroni pentru care drumul liber pe direcția câmpului electric este cel puțin mai mare decât λ_i .

Pe baza relației 6.68 putem deduce o relație de distribuție a probabilității drumului liber de forma:

$$n(\lambda) = n_0 P(\lambda) = n_0 \exp(-\lambda / \langle \lambda \rangle), \quad 6.87$$

unde $n(\lambda)$ este numărul de drumuri libere de lungime λ calculat pe unitatea de lungime, n_0 numărul total de drumuri libere pe unitatea de lungime, $n_0 = 1/\langle \lambda \rangle$, și $\langle \lambda \rangle$ drumul liber mediu calculat cu ajutorul unei relații de tipul 6.69. Pe direcția de acțiune a câmpului electric, numărul de drumuri libere care depășesc valoarea λ_i este:

$$\alpha = n_x(\lambda_i) = \frac{1}{\langle \lambda_x \rangle} \exp(-\lambda_i / \langle \lambda \rangle), \quad 6.88$$

unde λ_x este proiecția pe direcția de acțiune a câmpului electric a drumului liber de lungime λ (figura 6.14). Exprimând timpul mediu între două ciocniri, $\langle \tau_c \rangle$, funcție de viteza de drift $\langle v_x \rangle$, viteza termică, $\langle v \rangle$, drumul liber mediu $\langle \lambda \rangle$ și drumul liber mediu pe direcția câmpului electric $\langle \lambda_x \rangle$ obținem relația:

$$\langle \tau_c \rangle = \frac{\langle \lambda \rangle}{\langle v \rangle} = \frac{\langle \lambda_x \rangle}{\langle v_x \rangle}. \quad 6.89$$

Ținând cont de faptul că $\langle \lambda \rangle = (n_g \sigma_{tot})^{-1}$, $n_g = p/k_B T_g$, $\langle v_x \rangle = \mu E$, unde σ_{tot} este secțiunea eficace totală a ciocnirilor electron-atom, p presiunea gazului, T_g temperatura gazului și μ mobilitatea electronilor, obținem:

$$\alpha = \frac{\langle v \rangle p \sigma_{tot}}{k_B T_g \mu E} \exp(-V_i \sigma_{tot} p / E k_B T_g),$$

relație care se găsește în literatură^{6.3} sub forma:

$$\frac{\alpha}{p} = A \exp(-Bp/E). \quad 6.90$$

Ținând cont că mobilitatea electronilor este invers proporțională cu presiunea gazului [$\mu = \mu_0(E/p)/p$], mărimea A este dată de relația:

$$A = \frac{\langle v \rangle \sigma_{tot}}{k_B T_g \mu_0(E/p) E} \quad 6.91$$

și, practic, depinde invers proporțional de intensitatea câmpului redus, E/p . Constanta B exprimă dependența coeficientului α de natura gazului, valoarea acesteia fiind dată de relația:

$$B = \frac{V_i \sigma_{tot}}{k_B T_g} \quad 6.92$$

Relația 6.91 reprezentată grafic ca o funcție a coeficientului α/p_0 de intensitatea câmpului redus, E/p_0 , unde $p_0 = pT_0/T$ este presiunea gazului la temperatura $T_0 = 273^\circ\text{K}$, are ca rezultat o curbă sub formă de "S", curba Townsend (fig. 6.15). Constantele A și B pot fi determinate cu ajutorul coordonatelor punctului S de pe grafic, punct în care tangenta la grafic trece prin origine, condiție exprimată prin relația:

$$\left. \frac{\alpha/p_0}{E/p_0} \right|_S = \left. \frac{d(\alpha/p_0)}{d(E/p_0)} \right|_S \quad 6.93$$

care corespunde relațiilor:

$$\begin{aligned} (E/p_0)_S &= B, \\ (\alpha/p_0)_S &= A/e \end{aligned} \quad 6.94$$

Valorile constantelor A și B pentru câteva gaze sunt date în tabelul 6.1: O importanță practică o are coeficientul $\eta = \alpha E$, numit randament de ionizare și care exprimă numărul de ionizări produse de un electron într-o cădere de potențial de un volt:

$$\eta = \frac{\alpha/p}{E/p} = \frac{Ap}{E} \exp(-Bp/E). \quad 6.95$$

Tabelul 6.1 Valorile constantelor A și B pentru câteva gaze^{6.4}

Gazul	V_i V	A Ionizări·cm ⁻¹ ·torr ⁻¹	B Vcm ⁻¹ ·torr ⁻¹	Domeniul Vcm ⁻¹ ·torr ⁻¹
Aer	-	15	365	100-800
N ₂	15,5	12	342	100-600
H ₂ O	12,6	13	290	150-1000
He	24,5	3	34	20-150
Ar	15,7	14	180	100-600

Revenind la schema experimentului prezentat în figura 6.13 (b), să analizăm care este dependența curentului electric prin circuit de distanța între electrozi în condițiile în care în spațiul dintre aceștia există ionizări Townsend. Presupunem că densitatea de sarcină spațială este suficient de mică pentru a neglija efectul de ecranare a acestora, astfel încât câmpul

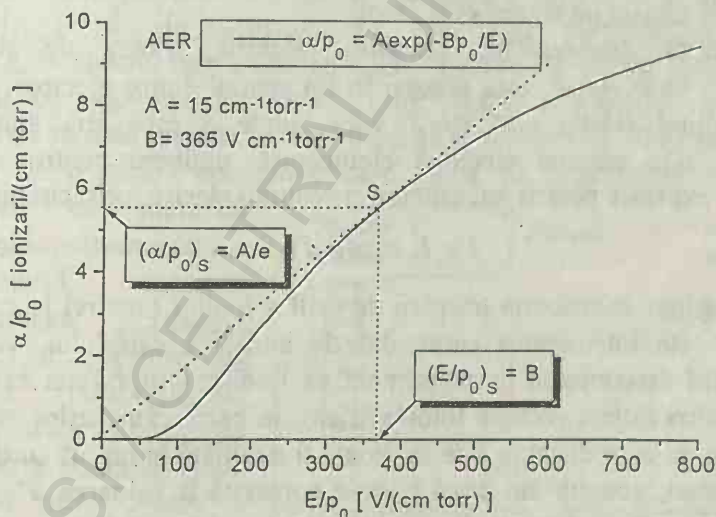


Figura 6.15 Curba Townsend în aer. Valorile constantelor A și B sunt luate din literatură^{6.4}.

electric între cei doi electrozi este omogen, intensitatea lui fiind $E = U/d$, unde U este tensiunea câmpului între cei doi electrozi și d distanța dintre aceștia. Astfel și valoarea coeficientului α se păstrează constantă pe întreaga regiune spațială dintre electrozi. Deoarece, în drumul lor spre anod, electronii produc prin ionizări alți electroni care la rândul lor produc ionizări, rezultă multiplicarea în avalanșă a numărului de electroni, situație reprezentată schematic în figura 6.13 (b). Dacă αdx este numărul de ionizări produse de un electron pe o distanță dx pe direcția de acțiune a câmpului electric, atunci

$$dn_e = n_e \alpha dx \quad 6.96$$

reprezintă creșterea numărului de electroni din unitatea de volum pe distanța dx . Prin integrare rezultă o lege de creștere exponențială spre anod a densității de electroni (și de ioni):

$$n_e = n_0 \exp(\alpha x), \quad 6.97$$

unde n_0 este densitatea de electroni în vecinătatea catodului, ea fiind controlată de emisia de electroni la catod.

Datorită omogenității câmpului electric, viteza de drift a electronilor, $\langle v_x \rangle = \mu E$, este aceeași în tot spațiul dintre electrozi, astfel încât înmulțind relația 6.95 cu $S \langle v_x \rangle e$, unde S este aria suprafeței electrozilor și e sarcina electrică elementară, obținem pentru $x = d$ următoarea expresie pentru intensitatea curentului electric prin circuit:

$$I = I_0 \exp(\alpha d), \quad 6.98$$

unde am neglijat contribuția mișcării de drift a ionilor pozitivi la curentul electric. I_0 este intensitatea curentului de emisie a catodului, valoarea acestuia fiind determinată în experiment de iradierea suprafeței catodului cu radiații ultraviolete (emisie fotoelectrică). În cazul câmpurilor electrice relativ slabe, în care distanța V/E nu poate fi neglijată în raport cu distanța dintre electrozi, aceasta din urmă trebuie corectată la valoarea $d' = d - V/E$, pentru a ține cont de distanța din vecinătatea catodului unde nu se produc ionizări datorită energiilor prea mici a electronilor^{6.5}. Relația 6.98 poate fi folosită în determinarea experimentală a coeficientului α Townsend. Astfel, măbind distanța dintre electrozi și, proporțional, tensiunea dintre aceștia, pentru a menține intensitatea câmpului electric constant, se

înregistrează valoarea curentului electric prin circuit. Graficul intensității curentului în reprezentare semilogaritmică este o dreaptă a cărei pantă are valoarea lui α :

$$\alpha = \frac{\ln(I_2) - \ln(I_1)}{d_2 - d_1} \quad 6.99$$

Partea neliniară a graficului spre valori mai mari ale distanței dintre electrozi se datorează contribuției proceselor de emisie secundară la catod datorită ionilor pozitivi care bombardează suprafața acestuia.

6.5. Procese elementare de suprafață

Plasmele de laborator pot fi menținute în volume limitate prin acțiunea câmpului magnetic (confinare magnetică) sau prin acțiunea câmpului electric ce ia naștere în regiunea de interfață a acestora cu pereții incintelor care le conțin (confinare electrică). În acest din urmă caz o parte din particulele plasmei interacționează cu suprafețele incintelor, la nivelul acestora având loc diferite procese elementare; absorbție și adsorbție de particule, emisie de particule, etc. Mai mult, plasmele, descărcărilor electrice, în special cele a descărcărilor în curent continuu, interacționează puternic cu electrozii descărcării. Între plasmă și electrozi se formează regiuni de sarcină spațială în care, datorită accelerării în câmp electric, apar fluxuri de particule energetice care ajung pe suprafețele electrozilor.

Procesele de suprafață cele mai importante au loc la catod, deoarece continuitatea curentului electric în regiunea de interfață catod-plasmă este asigurată de emisia de electroni a acestuia. După cum se știe, pentru a învinge bariera de potențial de la suprafața catodului, electronii au nevoie de energie (lucrul mecanic de extracție),

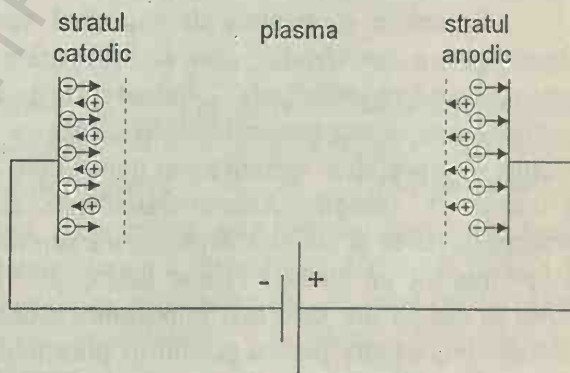


Figura 6.16 Continuitatea curentului electric la interfețele electrod-plasmă în circuitul electric al unei descărcări luminescente în curent continuu.

energie pe care aceștia o pot primi în diferite moduri. În cazul descărcărilor cu catod rece emisia de electroni are loc simultan prin mai multe tipuri de procese elementare: 1) prin efect fotoelectric (plasma fiind o sursă de radiație electromagnetică), 2) emisie secundară datorită bombardamentului cu particule grele (ioni pozitivi sau atomi excitați pe diferite nivele energetice metastabile) care vin dinspre plasmă și 3) emisia electronică de câmp. Pentru ca randamentul emisiei de electroni să fie suficient de mare încât curentul electronic de emisie să asigure continuitatea curentului prin circuit, este necesară formarea între plasmă (plasma luminii negative) și catod a unei pături de sarcină spațială cu o cădere mare de potențial (de ordinul sutelor de volți) care să formeze fluxuri de particule energetice orientate spre catod. O micșorare drastică a căderii de potențial pe sarcina spațială din fața catodului se realizează dacă se mărește temperatura catodului, astfel încât emisia termoelectronică să asigure continuitatea curentului electric prin circuit. Continuitatea curentului electric la anod este asigurată de electronii care sunt colectați de către acesta, electronii trecând cu ușurință din plasmă, unde se găsesc pe un nivel energetic superior, în rețeaua cristalină a metalului din care este construit anodul, pe un nivel energetic inferior. De regulă, la interfața anod-plasmă se formează o regiune cu o cădere de potențial de ordinul energiei de ionizare a atomilor gazului în care are loc descărcarea, pentru a asigura la nivelul suprafeței anodului o producție de ioni pozitivi necesari menținerii curentului electric prin plasmă (fig. 6.16).

Procesele elementare de suprafață sunt importante în tratamente tehnologice a suprafețelor, cum ar fi nitrurare ionică, depuneri de straturi subțiri, corodare ionică, etc^{6,6}. În toate aceste cazuri se folosesc fluxuri de particule neutre sau încărcate electric care se formează la interfața dintre plasmă și suprafețele metalice sau nemetalice ale diferitelor corpuri solide introduse în plasmă. Aceste tratamente au ca scop obținerea unor proprietăți fizice și chimice superioare a suprafețelor, durificarea mecanică, acoperirea lor cu straturi chimic inerte, etc. În cele ce urmează ne vom referi la câteva din cele mai importante procese elementare de suprafață, procese importante pentru echilibrul plasmelor descărcărilor în gaze și în tratamentele tehnologice ale suprafețelor în plasmă.

6.5.1 Procese de emisie electronică la catod

Trecerea electronilor din metalul din care este confecționat catodul în vid sau plasmă se poate face dacă se comunică electronilor din banda de conducție a metalului din care este confecționat catodul energia cinetică necesară învingerii barierei de potențial ce se formează la suprafața acestuia. În figura 6.17 este prezentată schema energetică a unui proces de emisie electronică la nivelul suprafeței catodului în vid. Electronii ocupă banda de conducție a metalului până la nivelul Fermi, W_F . Nivelul energetic corespunzător unui electron liber aflat în repaus în vid, luat ca nivel de referință în fig. 6.16, se află mai sus decât nivelul Fermi cu W_e , lucrul mecanic de extracție a electronilor din metal. În continuare, vom discuta pe scurt despre principalele mecanisme de emisie electronică la catod: emisia termică, emisia de câmp, fotoemisia și emisia electronică secundară.

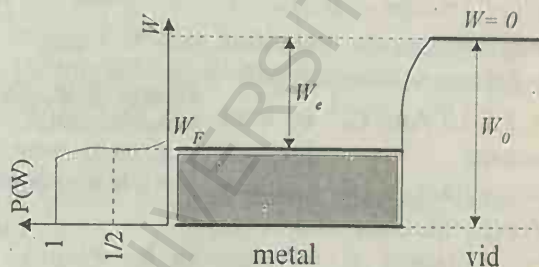


Figura 6.17 Diagrama stărilor energetice a electronilor la interfața metal-vid. Probabilitatea de ocupare a stărilor energetice în banda de conducție a metalului, $P(W)$, este dată de distribuția Fermi-Dirac^{6,7}. W_0 – afinitatea electronică, W_F – nivelul energetic Fermi (pentru care $P(W) = 1/2$), W_e – lucrul mecanic de extracție.

Emisia termoelectronică

Emisia termoelectronică se datorează posibilității ca electronii energetici din banda de conducție, a căror viteză pe direcție perpendiculară pe suprafața de emisie depășește valoarea $\sqrt{2W_0 / m_e}$, să învingă bariera de potențial și să treacă în vid. Fenomenul este descris corect de teoria mecanicii cuanticii luând în considerare transmisia și reflexia la bariera de potențial de la suprafața metalului a undelor de probabilitate asociate electronilor^{6,7}. Pe baza acestor considerente^{6,8} se găsește binecunoscuta relație a lui Richardson-Dushman:

$$j_T = AT^2(1-r)\exp(-W_e / K_B T), \quad 6.100$$

unde j_T este densitatea de curent electronic de emisie, $W_e = W_0 - W_F$ lucrul mecanic de extracție a electronilor din metal, r coeficientul de reflexie al electronilor la bariera de potențial de la suprafață (pentru metale pure $r \approx 0,5$), T temperatura metalului emisiv iar $A = 4\pi em_e k_B^2 h^{-3} = 1,2 \cdot 10^6 \text{ Am}^{-2} \text{ K}^{-2}$ (e este sarcina electrică elementară, m_e masa electronului, k_B constanta

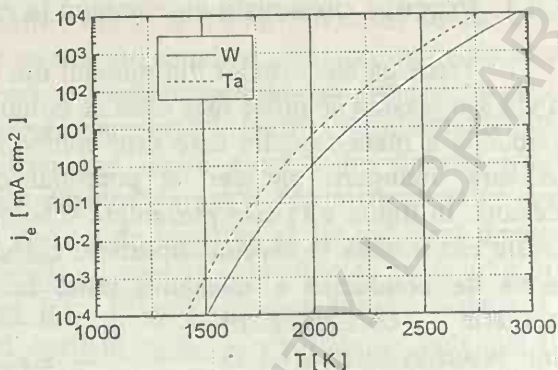


Figura 6.18 Densitatea de curent de emisie termoelectronică funcție de temperatură pentru wolfram și tantal. Valorile constantelor $A(1-r)$ și W_e sunt cele din tabelul 6.2.

lui Boltzman și h constanta lui Plank). Deoarece lucrul mecanic de extracție are valori mari în comparație cu energia termică a electronilor (tabelul 6.2), trebuie ca metalele să fie încălzite până la valori mari ale temperaturii pentru a se obține densitățile de curent necesare descărcărilor electrice în gaze. Pentru multe metale densitatea de curent de emisie termoelectronică obținută la temperaturi apropiate de temperatura de topire este prea mică pentru ca acestea să poată fi folosite ca materiale termoemiseive.

Tabelul 6.2 Lucrul mecanic de extracție, constanta de emisie și temperatura de topire pentru câteva metale.

Metalul	Pt	Mo	Ta	W
W_e [eV]	5,32	4,2	4,19	4,52
$A(1-r)$ [$10^6 \text{ Am}^{-2} \text{ K}^{-2}$]	0,32	0,55	0,55	0,6
$K_B T_{\text{topire}}$ [eV]	0,176	0,249	0,281	0,317

O posibilitate de creștere a densității de curent electronic de emisie este aceea de a acoperi suprafețele emiseive cu straturi din materiale cu lucru mecanic de extracție mai mic (în general oxizi ai metalelor alcalino-pământoase, BaO).

În fig. 6.18 este reprezentată ecuația Richardson-Dushman pentru wolfram și tantal. Se observă că aceste materiale trebuiesc încălzite la

temperaturi de peste 2200K pentru a obține valori ale densității curentului electronic de emisie mari (10^2 - 10^3 mA·cm⁻²), respectiv valori de ordinul 10-100 mA pe o suprafață emisivă de ordinul a 0,1 cm². Valoarea densității curentului electronic de emisie termică depinde foarte mult de gradul de puritate a materialului (și de starea suprafeței emiseve (acoperirea cu impurități),

valorile emisivității prezentate în tabelul 6.2 fiind pentru suprafețe curate a metalelor de foarte mare puritate.

Emisia de câmp

Emisia de câmp apare ca efect al acțiunii câmpurilor electrice intense la nivelul suprafeței catodului. În condițiile absenței câmpului electric la suprafața catodului forma barierei de potențial la interfața metal-vid sau metal-plasmă este determinată de forța de atracție electrostatică dintre electronul emis și sarcina electrică indusă în metal de către acesta (fig.6.19). Această "sarcină imagine" este egală, de semn contrar și se găsește la aceeași distanță, x , de cealaltă parte a suprafeței metalului astfel

$$\text{încât:} \quad F_e = -eE(x) = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0(2x)^2} \quad 6.101$$

Energia potențială corespunzătoare acestei forțe este:

$$W_p(x) = \int_{\infty}^x F(x')dx' = -\frac{e^2}{16\pi\epsilon_0 x} \quad 6.102$$

Graficul energiei potențiale tinde asimptotic la zero în condițiile absenței câmpului electric extern la suprafața metalului. Dacă în regiunea din vecinătatea catodului acționează un câmp omogen de intensitate E (liniile de câmp sunt considerate perpendiculare pe suprafața catodului, sensul lor

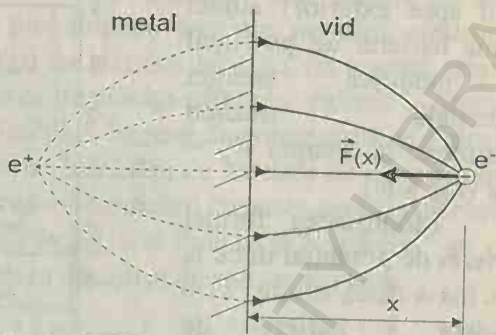


Figura 6.19 Forța de atracție exercitată între un electron și imaginea sa electrostatică la suprafața catodului metalic.

fiind spre exterior) atunci forma barierei de potențial se modifică, energia potențială tinzând asimptotic la dreapta $W_p = -Ex$ (fig. 6.20).

Modificarea formei barierei de potențial duce la apariția a două efecte: 1) o scădere a barierei de potențial, astfel încât vor exista mai mulți electroni cu energia mai mare decât înălțimea ei, și 2) micșorarea grosimii barierei, astfel încât crește

probabilitatea de tunelare a acestora de către electronii care au energii mici. În cazul primului efect, micșorarea lucrului mecanic de extracție se poate determina din valoarea energiei corespunzătoare maximumului energiei potențiale (vârful barierei de potențial), $W_p(x_m) = -e^2/16\pi x_m + Ex_m$. Poziția vârfului barierei de potențial se poate afla din condiția de anulare a forței rezultante ce acționează asupra electronului (anularea derivatei întâi a energiei potențiale), $e^2/(16\pi\epsilon_0 x_m^2) = eE$. Folosind valoarea rezultată de aici pentru x_m obținem următoarea expresie a energiei cu care se micșorează înălțimea barierei de potențial, ΔW_e :

$$\Delta W_e = -e\sqrt{eE/(4\pi\epsilon_0)} \quad 6.103$$

Ca urmare a acestui efect rezultă o creștere a curentului electronic de termoemisie, relația Richardson-Dushman fiind modificată la forma:

$$j_{TE} = AT^2 \exp(-W_e/k_B T) \cdot \exp(e\sqrt{eE/(4\pi\epsilon_0)}/k_B T), \quad 6.104$$

ecuație cunoscută în literatură sub numele de ecuația Schottky. Pentru ca efectul scăderii barierei de potențial să fie semnificativ trebuie ca valoarea câmpului electric la suprafața catodului să atingă valori mari (problema 6.13).

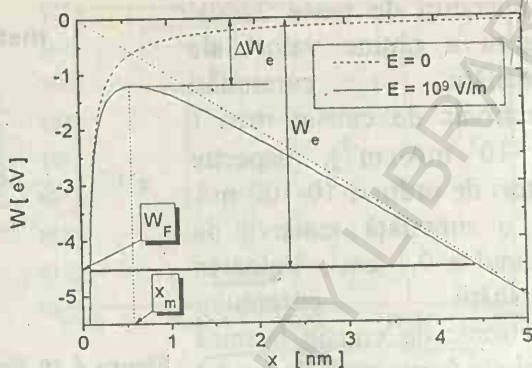


Figura 6. 20 Bariera de potențial generată de forța de atracție dintre sarcina electronului emis și sarcina electrică pozitivă indusă în catod în absența și în prezența câmpului electric extern, E , la suprafața catodului.

Efectul de tunelare a barierei de potențial este descris de teoria mecanicii cuantice, unde de probabilitate asociate mișcării electronilor putând traversa bariera de potențial cu atât mai bine cu cât aceasta este mai îngustă și mai puțin înaltă. Creșterea intensității câmpului electric la suprafața catodului duce la scăderea atât a înălțimii barierei de potențial cât și a grosimii acesteia, ceea ce implică creșterea probabilității de tunelare de către electronii din banda de conducție. Utilizând teoria mecanicii cuantice pentru o barieră de potențial de forma celei prezentată în fig. 6.20 Fowler și Nordheim^{6,9} au găsit următoarea expresie pentru densitatea de curent de emisie de câmp:

$$j_E = f(E^2 / W_e) \exp(-g W_e^{3/2} u / E), \quad 6.105$$

unde j_E este densitatea de curent electronic de emisie de câmp (A/m^2), $f = 1,54 \cdot 10^6$, $g = 6,83 \cdot 10^9$ și $u = 1 - 1,4 \cdot 10^{-9} E W_e^2$. Ecuația este strict aplicabilă în cazul suprafețelor curate ale metalelor pure. Câmpurile necesare atingerii unor curenți de emisie de densități comparabile cu a celor de termoemisie, $10^9 - 10^{11}$ V/m, pot fi obținute dacă se realizează structuri de sarcini a căror dimensiune caracteristică este de ordinul nanometrului. Astfel de structuri pot fi realizate artificial cu ajutorul nanotehnologiei. Câmpuri intense pot să apară la suprafața catodilor metalici dacă porțiuni ale acesteia sunt acoperite cu straturi subțiri (atomice) izolatoare (oxizi ai metalului). Aceste straturi pot să se încarce pozitiv datorită ionilor pozitivi care bombardează catodul și să genereze la suprafața catodului câmpuri electrice foarte intense care să genereze local emisie de câmp a electronilor.

Emisia fotoelectrică.

Emisia fotoelectrică este un fenomen care poate avea o contribuție importantă la curentul electronic de emisie a catodului, în special în cazul descărcărilor în gaze ale căror atomi sunt excitați pe nivele energetice înalte și care prin dezexcitări spontane duc la emisie de radiații ultraviolete. Un caz important din acest punct de vedere îl constituie descărcarea luminiscentă cu catod cavitat. Plasma luminii negative se formează în interiorul catodului, astfel încât fotonii emiși de aceasta sunt captați într-o proporție mult mai mare decât în cazul catodului plan (fig. 6.21). Deoarece legile de bază a fenomenului fotoelectric sunt bine descrise în literatura de specialitate, ne limităm la o scurtă descriere a lor. Acestea au fost formulate și interpretate în lumina teoriei corpusculare a luminii de

către Einstein în 1905. Considerând că lumina poate transfera electronilor din banda de conducție a metalului energie în cuante $h\nu$ și că această energie se regăsește sub forma lucrului mecanic de extracție (creșterea de energie potențială la trecerea electronului din metal în vid) și energie cinetică a electronului extras, Einstein a găsit ecuația care-i poartă numele:

$$h\nu = W_e + m_e v_e^2 / 2. \quad 6.106$$

Ecuția este expresia legii conservării energiei aplicată fenomenului de emisie fotoelectrică în aproximația clasică ($h\nu \ll m_e c^2$). Pe baza ei Einstein a putut explica două caracteristici esențiale ale fenomenului. 1) Efectul fotoelectric nu poate avea loc decât în cazul în care fotonii au energie suficientă pentru a scoate electroni din metal. Cu alte cuvinte, fenomenul are o frecvență de prag dată de relația:

$$h\nu_{\text{prag}} = W_e. \quad 6.107$$

Valoarea mare a lucrului mecanic de extracție face ca frecvența de prag pentru majoritatea metalelor să fie în domeniul radiațiilor ultraviolete.

2) În cazul în care $\nu > \nu_{\text{prag}}$, fotoelectronii părăsesc catodul cu o energie diferită de zero, fapt care face ca să existe curent fotoelectric chiar și la potențiale negative aplicate pe anod. În aceste condiții curentul fotoelectric se anulează pentru o valoare $-V_0$ a tensiunii anod-catod dată de relația:

$$eV_0 = m_e v_{e\text{max}}^2 / 2 = h(\nu - \nu_{\text{prag}}) \quad 6.108$$

Intensitatea curentului fotoelectric emis de catod este proporțională cu intensitatea radiației electromagnetice, fapt care poate fi explicat atât de teoria ondulatorie cât și de teoria corpusculară a luminii. Totuși randamentul de extracție a electronilor este mult subunitar ($\sim 10^{-4}$ fotoelectroni/foton) și

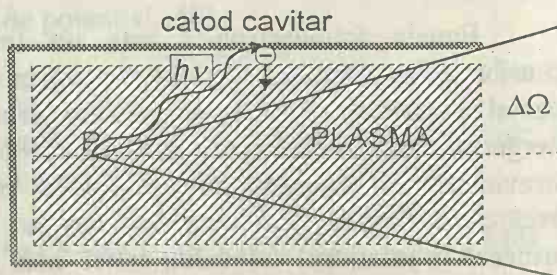


Figura 6.21 Efectul de captare a radiației electromagnetice în catodul cavitărilor. Pentru oricare punct P din plasmă, există un unghi solid $\Delta\Omega < 2\pi$ în care fotonii emiși nu ajung pe suprafața catodului.

depinde de starea suprafeței catodului și de frecvența radiației^{6,10}.

Emisia electronică secundară.
Coeficientul γ Townsend.

Emisia de electroni la interfața catod-plasmă poate avea loc ca urmare a fluxurilor de particule grele, ioni pozitivi, atomi neutri în starea fundamentală și atomi neutri excitați pe nivele energetice metastabile, care “bombardează” suprafața catodului. Aceste procese au primit denumirea gama, după Townsend care a introdus coeficientul γ_i pentru a modela emisia electronică datorată interacțiunii ionilor pozitivi cu suprafața catodului în descărcarea luminiscentă autoîntreținută.

Emisia electronică secundară sub impactul fluxului de ioni care bombardează catodul constituie principalul mecanism prin care sunt emiși electronii în cazul descărcării luminiscente autoîntreținute (catod rece). În fig. 6.22 este reprezentată schematic regiunea catodică a unei descărcări luminiscente. În fața catodului se formează o regiune de sarcină spațială pozitivă cu o cădere de potențial, V_k , de ordinul câtorva sute de volți. Electronii emiși de catod sunt accelerați în căderea de potențial V_k și produc prin ionizări plasma luminii negative.

Ionii pozitivi din plasma luminii negative pătrund prin difuzie* în regiunea de sarcină spațială pozitivă și sunt accelerați în căderea catodică de potențial, astfel încât ei ajung la suprafața catodului cu energia cinetică eV_k . Astfel, suprafața catodului este bombardată de un flux de ioni pozitivi monoenergetici care produc emisia de electroni. Sunt două mecanisme prin

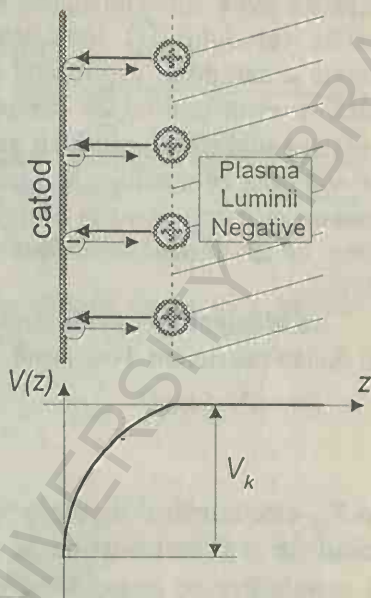


Figura 6.22 Reprezentarea schematică a proceselor γ la suprafața catodului unei descărcări electrice luminiscente.

* Teoria Bohm a păturii de sarcină spațială prezentată în capitolul 2 prevede o preaccelerare a ionilor, astfel încât aceștia pătrund în pătura de sarcină spațială cu viteza Bohm, $v_{i0} = (k_B T_e / m_i)^{1/2}$.

care poate avea loc emisia de electroni în urma impactului ionilor cu suprafața catodului: (1) ionii transferă energia lor cinetică eV_k rețelei cristaline a catodului producând o "încălzire" locală care duce la emisie termică a electronilor; (2) câmpul electric al ionilor pozitivi aflați în vecinătatea suprafeței catodului modifică bariera de potențial de la interfața metal-vid ceea ce conduce la o emisie asemănătoare celei de câmp. Primul mecanism este important la energii cinetice mari a ionilor (peste 1000eV), în timp ce al doilea mecanism este independent de energia cinetică a ionilor.

Randamentul emisiei electronice secundare este caracterizat de cel de-al doilea coeficient Townsend:

$$\gamma_i = \frac{N_{e0}}{N_{i0}}, \quad 6.109$$

unde N_{e0} este numărul de electroni emiși în unitatea de timp, iar N_{i0} este numărul de ioni incidenti pe suprafața catodului în unitatea de timp. În mod asemănător se poate defini coeficientul γ_m pentru emisia electronică secundară datorată atomilor neutri excitați pe nivele energetice metastabile:

$$\gamma_m = \frac{N'_{e0}}{N_{m0}}, \quad 6.110$$

unde N'_{e0} este numărul de electroni emiși în unitatea de timp ca urmare a interacțiunii atomilor metastabili cu suprafața catodului, iar N_{m0} este numărul de atomi excitați pe un nivel metastabil m incidenti pe suprafața catodului în unitatea de timp. În timp ce ionii pozitivi formează, datorită accelerării în căderea catodică de potențial, un flux perpendicular pe suprafața catodului, atomii metastabili ajung pe suprafața catodului prin difuzie termică.

Revenim la experimentul prezentat schematic în fig. 6.13 (b) în care luăm în considerare electronii emiși prin procese γ_i la catod și neglijăm efectul sarcinii spațiale (densitatea de sarcini spațiale este prea mică pentru a modifica distribuția câmpului electric în spațiul dintre cei doi electrozi). În aceste condiții electronii să considerăm N'_{e0} și N_{e0} numerele de electroni emiși de catod în unitatea de timp prin efect fotoelectric, respectiv, procese

γ_i . Acești electroni vor produce ionizări în avalanșe, astfel încât la anod vor ajunge în unitatea de timp un număr de electroni:

$$N_e = (N_{e0}^f + N_{e0}^i) \cdot \exp(\alpha d) \quad 6.111$$

Numărul de ionizări, deci și de ioni pozitivi, produși în spațiul catod-anod de electronii emiși în unitatea de timp de catod este:

$$N_i = (N_{e0}^f + N_{e0}^i) \cdot \exp(\alpha d) - (N_{e0}^f + N_{e0}^i) \quad 6.112$$

Acești ioni ajung, prin acțiunea câmpului electric la catod și produc prin procese γ_i electroni, astfel încât putem scrie:

$$N_{e0}^i = \gamma_i N_i = \gamma_i (N_{e0}^f + N_{e0}^i) \cdot (\exp(\alpha d) - 1),$$

de unde rezultă:

$$N_{e0}^i = \frac{\gamma_i N_{e0}^f (\exp(\alpha d) - 1)}{1 - \gamma_i (\exp(\alpha d) - 1)} \quad 6.113$$

Înlocuind această expresie a lui N_{e0}^i în relația 6.111 obținem:

$$N_e = \frac{N_{e0}^f \cdot \exp(\alpha d)}{1 - \gamma_i (\exp(\alpha d) - 1)}$$

Ținând cont că intensitatea curentului electric prin circuit este $I = eN_e$, iar $I_0 = eN_{e0}^f$ este intensitatea curentului fotoelectric emis de catod, rezultă:

$$I = \frac{I_0 \cdot \exp(\alpha d)}{1 - \gamma_i (\exp(\alpha d) - 1)} \quad 6.114$$

Astfel, în condițiile în care procesele γ_i sunt importante, relația 6.98 trebuie modificată la forma de mai sus (6.114). Analizând expresia de mai sus, observăm ca $\exp(\alpha d) - 1$ reprezintă numărul de ioni pozitivi (ionizări) produși în spațiul catod-anod de un singur electron emis de catod, astfel încât $\gamma_i [\exp(\alpha d) - 1]$ reprezintă numărul de electroni emiși prin procese γ_i de ioni produși se un singur electron. Descărcarea trece în regim de autoîntreținere atunci când un electron emis de catod produce suficiente

ionizări în spațiul catod-anod încât ionii astfel produși să extragă din catod un nou electron, condiție care se scrie sub forma:

$$\gamma_i (\exp(\alpha d) - 1) = 1.$$

6.115

Atunci când este îndeplinită această condiție numitorul din expresia 6.114 se anulează astfel încât valoarea intensității curentului electric prin circuit crește la o valoare limitată doar de rezistența externă a circuitului. Experimental, efectul proceselor γ_i de la catod este observat prin creșterea mult mai rapidă a curentului prin descărcare decât cea prevăzută de relația 6.98. Prin extrapolarea graficului $\ln(I) = f(d)$ se obține o distanță dintre electrozi d_0 la care intensitatea curentului electric tinde asimptotic la infinit (distanță de aprindere a descărcării autoîntreținute). Pentru această distanță este satisfăcută condiția de autoîntreținere a descărcării 6.115 și cu ajutorul ei se poate calcula valoarea coeficientului γ_i ^{6.14}.

6.5.2. Adsorbția

Adsorbția constă în alipirea moleculelor sau atomilor neutri de suprafețele corpurilor solide care vin în contact cu plasma. Adsorbția se datorează forțelor de atracție ce apar între molecule sau atomi neutri și suprafața solidă. Dacă este vorba de adsorbție fizică, aceste forțe se datorează stării de polarizare a moleculelor, *forțe Van der Waals*. Considerând o valoare medie a momentului electric de dipol a moleculelor pe direcție perpendiculară pe suprafața unui metal, p_x , atunci prin inducție electrică suprafața metalului se polarizează cu sarcini opuse, manifestând un moment electric de dipol $-p_x$ (metoda imaginilor electrostatice^{6.15}). Forța de atracție dintre molecule și suprafața solidă va fi în acest caz:

$$F_x = p_x \frac{dE_x}{dx} = p_x \frac{d}{dx} \left(\frac{p_x}{2\pi \epsilon_0 (2x)^3} \right) = - \frac{3p_x^2}{2\pi \epsilon_0 (2x)^4}. \quad 6.116$$

Astfel, energia de interacțiune Van der Waals este determinată de formula:

$$W(x) = \int_x^\infty F_x dx = - \frac{p_x^2}{32\pi \epsilon_0 x^3} \quad 6.117$$

Forțele Van der Waals se manifestă la distanțe relativ mari în comparație cu dimensiunea caracteristică atomilor sau moleculelor. Atunci când moleculele se apropie de suprafața metalului la distanțe comparabile cu dimensiunea moleculelor, păturile electronice exterioare suferă deformări care duc la apariția de forțe de respingere care cresc mult mai

repede cu micșorarea distanței ($F_x \sim 1/r^6$), astfel încât moleculele adsorbite la suprafața metalului se vor găsi într-o groapă de potențial a cărei minim este energia de adsorbție fizică, W_{ads}^f , la o distanță d_0 de ordinul 1-3 Å. Valorile caracteristice ale energiei de adsorbție sunt cuprinse în intervalul 0,01-0,25 eV. Aceste valori mici fac adsorbția fizică puternic dependentă de temperatură. Practic, la echilibru termodinamic între suprafața solidului și gazul adsorbit există un echilibru între adsorbție și desorbție:



unde A simbolizează moleculele sau atomii gazului și S suprafața solidului.

Spre deosebire de adsorbția fizică, adsorbția chimică implică formarea unor legături chimice a moleculelor sau atomilor gazului cu molecule sau atomi ai corpului solid aflat în plasmă. În cazul adsorbției chimice a moleculelor, aceasta poate avea loc cu disocierea moleculelor adsorbite conform schemei:

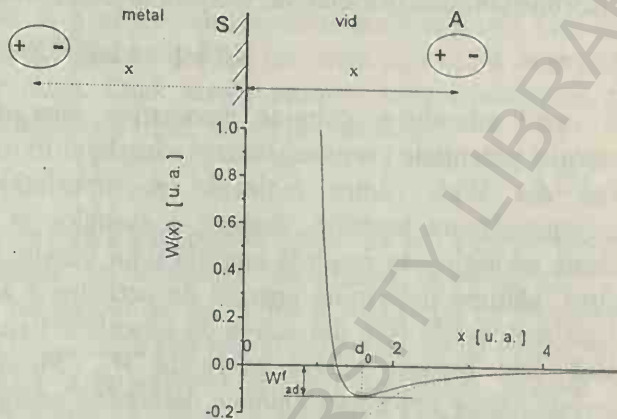
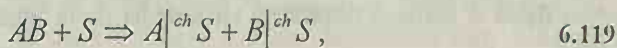


Figura 6. 23 Adsorbția fizică determinată de forțele Van der Waals între un metal și o moleculă polarizată. Termenul reprezentând forțele de atracție în energia de interacțiune este reprezentat cu linie punctată.

adsorbție chimică disociativă, sau fără disocierea moleculelor adsorbite:



În cazul adsorbției chimice disociative energia potențială este suma energiei potențiale corespunzătoare adsorbției fizice (determinate de forțele Van der Wals dintre molecule și suprafață) și energia potențială corespunzătoare legăturii chimice a atomilor în moleculă (fig. 6.24). În aceste condiții este posibilă apariția unui maxim ale energiei potențiale a cărui înălțime determină energia de activare a adsorbției chimice, astfel încât moleculele trec din starea de adsorbție fizică în cea chimică numai dacă este depășit pragul energetic W_a . Minimumul energiei potențiale corespunzător adsorbției chimice determină energia de adsorbție chimică, W_{ads}^{ch} . Pentru a fi absorbite, particulele care vin spre suprafață trebuie să piardă energia W_{ads}^f sau W_{ads}^{ch} . Desorbția are loc numai dacă moleculele adsorbite primesc aceste energii pentru a rupe legătura chimică în cazul chemosorbției (adsorbție chimică) sau pentru a învinge forțele de atracție electrostatică în cazul fizisorbției (adsorbție fizică).

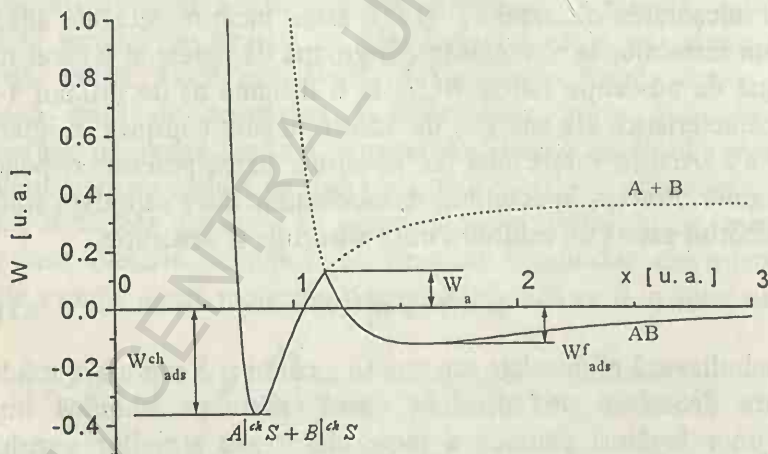


Figura 6. 24 Variația calitativă a energiei de legătură, W (unități arbitrare) pentru adsorbția fizică și chimică disociativă cu distanța de la suprafața solidului, x (unități arbitrare).

Adsorbția moleculelor pe suprafața unui solid este caracterizată de coeficientul de adsorbție, s , a cărei valoare subunitară exprimă raportul dintre numărul de molecule adsorbite și cel care ajung la suprafața solidului într-un anumit timp. Dacă aceste numere sunt considerate pe unitatea de suprafață și unitatea de timp, atunci putem scrie:

$$s = \Gamma_{ads} / \Gamma_0, \quad 6.121$$

unde Γ_{ads} este densitatea de flux a particulelor adsorbite și Γ_0 densitatea de flux de particule incidente pe suprafața adsorbantă. Coeficientul de adsorbție este o funcție de gradul de acoperire a suprafeței cu molecule adsorbite, $\theta = S_{acoperit}/S$ ($S_{acoperit}$ este aria suprafeței acoperite de moleculele adsorbite iar S aria totală a suprafeței) și de temperatura gazului și suprafeței (atunci când acestea se găsesc la echilibru termodinamic). În mod natural este de așteptat o scădere a coeficientului de adsorbție odată cu creșterea temperaturii (datorită desorbției) și a gradului de acoperire a suprafeței (datorită micșorării numărului de centri activi rămași liberi la suprafața solidului)^{6,16}. În cazul chemosorbției cu barieră de energie, W_a , coeficientul de adsorbție a unei suprafețe neacoperite ($\theta=0$), s_0 , variază cu temperatura după legea Arrhenius:

$$s_0 = s_{00}(T) \exp\left(-\frac{W_a}{k_B T}\right), \quad 6.122$$

unde $s_{00}(T)$ este o funcție descrescătoare de T , ca în cazul chemosorbției fără barieră de potențial^{6,17}.

6.5.3. Pulverizarea catodică

Pulverizarea catodică constă în dizlocarea de atomi neutri din suprafața catodului de către particulele grele (în special ionii pozitivi) ce bombardează suprafața acestuia. Așa cum este schițat în fig. 6.22, ionii pozitivi care pătrund cu viteza Bohm în pătura de sarcină pozitivă din fața catodului (căderea catodică) sunt accelerați în căderea catodică de potențial și interacționează cu suprafața catodului producând emisie electronică (procese gama) și dizlocări de atomi (pulverizare catodică). Pulverizarea apare și în cazul unor electrozi introduși în plasmă și polarizați negativ față de aceasta, în cazul în care energia ionilor accelerați din plasmă spre

electrozi depășește limita de 20-30 eV. Procesul de pulverizare catodică este caracterizat de randamentul de pulverizare definit ca numărul mediu de atomi scoși din catod ce revin unui singur ion ce cade pe suprafața catodului:

$$\gamma_p = N_a / N_i, \quad 6.123$$

unde N_a este numărul de atomi scoși din catod corespunzător numărului N_i de ioni care cad pe suprafața catodului. Randamentul de pulverizare crește rapid cu energia ionilor, valoarea lui devenind importantă la energii de ordinul câtorva sute de eV. La aceste energii ionii cedează local energia mai multor atomi din rețeaua cristalină a catodului, energie care în cele din urmă este distribuită astfel încât unul din atomi este scos din catod. În aceste condiții, randamentul de pulverizare este independent de energia ionilor, fiind proporțional cu masa acestora și invers proporțional cu energia de legătură la suprafața a atomilor^{6.18}:

$$\gamma_p \propto \frac{m_i}{m_i + m_a} \frac{1}{W_{vp}}, \quad 6.124$$

unde m_i este masa ionilor ce bombardează catodul, m_a masa atomilor scoși din catod, iar W_{vp} este energia de legătură la suprafața a atomului (energia necesară pentru ruperea unui atom din rețeaua cristalină a metalului).

Rata sau viteza de pulverizare, N_a/t , este proporțională cu intensitatea curentului ionic drenat de catod sau de electrod din plasmă, I_i . Neglijând componenta electronică a curentului electric la suprafața catodului sau a electrodului ($\gamma_i \ll 1$), numărul de ioni incidenti este $N_i = It/q$, unde q este sarcina ionilor. Astfel avem relația:

$$N_a / t = \gamma_p I / q.$$

În cazul în care curentul electronic de emisie secundară la suprafața catodului are o pondere importantă, $I_i = I/(1 + \gamma_i)$ de unde rezultă:

$$N_a / t = \gamma_p I / [q(1 + \gamma_i)]. \quad 6.125$$

Pulverizarea catodică are aplicații în special în tehnologia straturilor subțiri. Atomii pulverizați în plasmă se depun pe suporturi formând straturi subțiri cu proprietăți electrice și magnetice speciale. Pulverizarea catodică este folosită și ca mijloc de corodare ionică și/sau la curățirea diferitelor

suprafețe. La energii mari (peste 1000 eV) ionii pozitivi pot pătrunde adânc în rețeaua cristalină a unui metal sau semiconductor rezuitând astfel implantări ionice.

6.6. Ecuațiile de bilanț

Așa cum am văzut, în plasmă au loc numeroase procese de volum care au ca efect “aparitia” sau “disparitia” particulelor. Aceste procese determină, în cazul plasmelor staționare, atât concentrațiile de echilibru a diferitelor sorturi de particule cât și funcțiile de distribuție după energia cinetică a acestora. Mai mult, plasmale de laborator sunt sisteme neomogene în care există gradienti de câmp electric și concentrație de particule, astfel încât în volumul acestora există transport de particule din și înspre margini, procesele elementare la suprafețele electrozilor introduși în plasmă sau la pereții vaselor ce o conțin având de asemenea un rol important în echilibrul fragil al plasmei. Evoluțiile temporale ale concentrațiilor diferitelor sorturi de particule (electroni, ioni pozitivi, neutri, etc.) sunt guvernate de ecuațiile de rată. În principiu, acestea se pot scrie generic sub forma:

$$\frac{dn_s}{dt} = \left(\frac{dn_s}{dt} \right)_{\text{apar}} - \left(\frac{dn_s}{dt} \right)_{\text{dispar}}, \quad s = e, i, n, \dots \quad 6.126$$

În cazul plasmelor staționare $dn_s/dt = 0$, și numărul de particule care “apar” în unitatea de timp în unitatea de volum a plasmei este egal cu numărul de particule care “dispar” în același timp, ecuațiile 6.126 devenind ecuații de bilanț:

$$\left(\frac{dn_s}{dt} \right)_{\text{apar}} = \left(\frac{dn_s}{dt} \right)_{\text{dispar}}, \quad s = e, i, n, \dots \quad 6.127$$

În general aceste ecuații sunt cuplate, ceea ce face dificilă rezolvarea lor.

Să considerăm la echilibru termodinamic local o plasmă staționară în care au loc procese de volum de forma:



Numărul de procese directe, care duc la dispariția de particule “A” și “B” și la apariția de particule “C” și “D”, care au loc în unitatea de timp în

unitatea de volum poate fi calculat în funcție de secțiunea eficace a acestor procese, $\sigma_{AB}(g)$, și funcțiile de distribuție după viteze (normate la unitate) a celor două sorturi de particule care intră în reacție, f_A și f_B . Astfel, în unitatea de timp particulele "A" din elementul de volum din spațiul vitezelor $d\vec{v}_A$, în număr egal cu $n_A f_A(\vec{v}_A) d\vec{v}_A$ vor intra în reacție cu toate particulele "B" dintr-un volum $g \sigma_{AB}(g)$, unde g este viteza relativă a particulelor "A" față de particulele "B". Densitatea de particule "B" din volumul $g \sigma_{AB}(g)$ care au viteza în elementul de volum din spațiul vitezelor $d\vec{v}_B$ este $n_B f_B(\vec{v}_B) d\vec{v}_B$, astfel încât numărul total de reacții care au loc în unitatea de timp în unitatea de volum este:

$$\left(\frac{dn_A}{dt} \right)_{\text{dispar}} = n_A n_B \int_0^\infty \int_0^\infty f_B(v_B) f_A(v_A) \sigma_{AB} |\vec{v}_A - \vec{v}_B| d\vec{v}_A d\vec{v}_B = n_A n_B \langle \sigma_{AB} g \rangle$$

Se definește constanta de reacție, k_{AB} , prin relația:

$$k_{AB} = \langle g \cdot \sigma_{AB}(g) \rangle = \int_0^\infty \int_0^\infty f_B(v_B) f_A(v_A) \sigma_{AB} |\vec{v}_A - \vec{v}_B| d\vec{v}_A d\vec{v}_B, \quad 6.129$$

astfel încât se poate scrie:

$$\left(\frac{dn_A}{dt} \right)_{\text{dispar}} = \left(\frac{dn_B}{dt} \right)_{\text{dispar}} = k_{AB} n_A n_B \quad 6.130$$

Procese inverse, care duc la dispariția de particule "C" și "D" și la apariția de particule "A" și "B" au loc cu viteza:

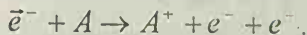
$$\left(\frac{dn_A}{dt} \right)_{\text{apar}} = \left(\frac{dn_B}{dt} \right)_{\text{apar}} = k_{CD} n_C n_D. \quad 6.131$$

Dacă procesele directe și cele inverse au loc cu rate egale, conform ecuației de bilanț 6.127, atunci concentrațiile particulelor și ratele de reacție satisfac relația:

$$k_{AB} n_A n_B = k_{CD} n_C n_D. \quad 6.132$$

Să considerăm acum două procese prin care sunt "produși" și respectiv, "distruși" electronii unei plasmă. Principalul mod de producere a electronilor îl constituie procesele de ionizare a atomilor neutri în ciocniri

cu electronii a căror energie cinetică exprimată în eV este $u > eV_i$ (V_i potențialul de ionizare al atomilor neutri din plasmă):

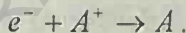


Săgeata de deasupra simbolului pentru electronul ce intră în proces indică faptul că este vorba de un electron energetic. Neglijând mișcarea termică a atomilor neutri (viteza caracteristică acestei mișcări este mult mai mică decât viteza mișcării electronilor), viteza de “apariție” de noi electroni prin ionizare este:

$$\left(\frac{dn_e}{dt}\right)_{iz} = n_n n_e \int_{eV_i}^{\infty} f(u) \sigma_{iz}(u) \sqrt{2u/m_e} du = Z n_e n_n, \quad 6.133$$

unde $Z = \langle \sigma_{iz}(u) (2u/m_e)^{1/2} \rangle$ este rata de ionizare (numărul mediu de ionizări produse de un electron în timp de o secundă), n_n densitatea atomilor neutri, n_e densitatea de electroni, $f(u)$ funcția de distribuție după energia cinetică a electronilor normată la unitate, $\sigma_{iz}(u)$ secțiunea eficace de ionizare și $\sqrt{2u/m_e}$ viteza electronilor corespunzătoare energiei cinetice u . În cazul în care funcția de distribuție după viteze a electronilor este Maxwell (echilibru termodinamic), rata de ionizare este o funcție de temperatura electronilor, $Z = Z(T_e)$.

Presupunem că electronii plasmei sunt pierduți prin recombinații de volum în procese de tipul:



În aceste condiții viteza de recombinare este:

$$\left(\frac{dn_e}{dt}\right)_{rec} = -r n_e n_i, \quad 6.134$$

unde, în condițiile în care se neglijează mișcarea termică a ionilor, rata de recombinare, r , este calculată de relația:

$$r = \int_0^{\infty} f(u) \sigma_{rec}(u) \sqrt{2u/m_e} du = \langle \sigma_{rec}(u) \sqrt{2u/m_e} \rangle, \quad 6.135$$

σ_{rec} , fiind secțiunea eficace a recombinațiilor de volum. În condițiile unei plasme cvasineutre, $n_e = n_i = n_0$, în stare staționară, în care electronii sunt pierduți prin recombinații de volum, ecuația de bilanț este:

$$Zn_n n_e = r n_e n_i,$$

de unde rezultă următoarea expresie pentru gradul de ionizare al plasmei, $q = n_0/n_n$:

$$q = Z / r. \quad 6.136$$

În majoritatea plasmelor de laborator, obținute prin descărcări electrice în gaze rarefiate, pierderile de electroni nu au loc prin recombinații de volum, ci prin difuzie spre pereții incintei și recombinații la suprafața acestora. În aceste condiții, pierderile de particule sunt controlate de timpul mediu de difuzie, τ_{dif} , a particulelor din centru la pereții dispozitivului cu plasmă. Astfel rata de pierderi prin difuzie a electronilor este:

$$\left(\frac{dn_e}{dt} \right)_{dif} = - \frac{n_e}{\tau_{dif}}. \quad 6.137$$

Ca urmare, ecuația de bilanț pentru electronii unei plasme staționare conduce la următoare relație:

$$Zn_n = 1 / \tau_{dif}. \quad 6.138$$

Probleme

- 6.1 Să se demonstreze că ciocnirile de ionizare și excitare a atomilor neutri în plasma în urma ciocnirilor cu electronii pot fi descrise corect în aproximația mecanicii clasice.

Indicație: Se va compara energia de repaus a particulelor care participă la ciocnire cu energiile cinetice ale acestora.

- 6.2 Să se demonstreze că impulsurile a două particule în SCM sunt egale, au aceeași direcție și au sensuri opuse.

R: $\vec{p}_1 = \mu \cdot \vec{g}$ și $\vec{p}_2 = -\mu \cdot \vec{g}$, unde $\vec{g} = \vec{v}_1 - \vec{v}_2$.

- 6.3 Să se demonstreze că ciocnirile de ionizare și excitare ale atomilor neutri în urma ciocnirilor cu ioni pozitivi necesită o energie cinetică a acestora din urmă egală cu cel puțin de două ori energia de ionizare, respectiv, de excitare a atomilor.

Indicație: Se vor considera atomii neutri în repaus (energia lor cinetică înaintea ciocnirii fiind neglijabilă) și masele ionilor și atomilor

aproximativ egale. În cazul ionizării, se va neglija impulsul și energia electronului rezultat din ionizare.

- 6.4 Să se calculeze fracția din energia cinetică pierdută de un electron în ciocnirea perfect elastică cu un atom de heliu aflat inițial în repaus pentru un unghi de deviere a traiectoriei electronului de a) 180° , b) 90° , c) 45° .

R: a) $5,48 \cdot 10^{-4}$; b) $2,74 \cdot 10^{-4}$; c) $0,8 \cdot 10^{-4}$.

- 6.5 Să se calculeze lungimea de relaxare a energiei cinetice a electronilor plasmă unei descărcări electrice în argon la presiunea $p = 1$ Torr și temperatura $T = 300$ K. Ce valoare are aceasta lungime în cazul plasmă unei descărcări electrice în heliu în aceleași condiții de presiune și temperatură? Secțiunea eficace a ciocnirilor elastice electron-atom la o energie cinetică de 1 eV a electronilor este $1,38 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$ pentru Ar și $6,85 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$ pentru He.

R: $\lambda_{Ar} = 824 \text{ m}$; $\lambda_{He} = 1,64 \text{ m}$.

- 6.6 Să se demonstreze că într-o plasmă cu densitatea $n_0 = 10^{14} \text{ m}^{-3}$ și temperatura electronilor $k_B T_e = 1 \text{ eV}$ secțiunea eficace pentru ciocnirile Coulombiene slabe este mult mai mare decât secțiunea eficace pentru ciocnirile Coulombiene tari.

R: $\sigma_{slabe} / \sigma_{tari} = 2,96 \cdot 10^{12}$.

- 6.7 Să se demonstreze că în plasma de argon a unui dispozitiv cu confinare magnetică multipolară ($k_B T_e = 1 \text{ eV}$, $n_0 = 10^8 \text{ cm}^{-3}$, $p_{Ar} = 10^{-2}$ Torr, $T_{Ar} = 300 \text{ K}$, $\sigma_{el} = 1,38 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$) ciocnirile elastice a electronilor cu atomii neutri sunt mai puțin frecvente decât ciocnirile Coulombiene slabe ale electronilor cu ionii pozitivi sau cu electronii. Care este raportul între frecvența ciocnirilor elastice a electronilor cu atomii neutri și frecvența ciocnirilor electronilor cu pereții incintei (se va considera o dimensiune lineară a incintei $L = 50 \text{ cm}$).

R: $\nu_{el} / \nu_{slabe} = N_{Ar} \sigma_{el} / n_0 \sigma_{slabe} = 2,6 \cdot 10^{-4}$; $\nu_{el} / \nu_L = N_{Ar} \sigma_{el} L = 2,2$

- 6.8 Pe baza relațiilor dintre vitezele particulelor în SCM și SL să găsească relația între unghiurile de împrăștiere în SCM și SL, χ și, respectiv, χ_0 . (relația 6.80)

Indicație: Se va folosi diagrama vitezelor în SCM și SL din fig. 6.6, unde unghiul $\theta = \chi_0$.

- 6.9 Să se demonstreze că în cazul împrăstierii sferelor elastice secțiunea eficace totală de transfer a impulsului are aceeași valoare cu secțiunea eficace totală a ciocnirilor. Este această afirmație adevărată și pentru ciocnirile Coulombine tari?

R: Cele două secțiuni eficace sunt egale doar în cazul ciocnirilor elastice cu împrăștiere izotropă ($\sigma(\chi) = \text{const.}$)

- 6.10 Pe baza formulei probabilității drumului liber a electronilor într-un gaz să se găsească expresia drumului liber pătratic mediu în funcție de drumul liber mediu.

$$\text{R: } \langle \lambda^2 \rangle = \int_0^{+\infty} \lambda^2 P(\lambda) d\lambda / \int_0^{+\infty} P(\lambda) d\lambda = 2 \langle \lambda \rangle^2$$

- 6.11 Să se calculeze valoarea intensității reduse a câmpului electric care separă regimul de descărcare a câmpurilor slabe (fără ionizări de volum) de cel al câmpurilor intense (în care ionizările de volum sunt semnificative) pentru o descărcare electrică în heliu la $T_{He} = 300\text{ K}$ ($\sigma_{tot} \approx 10^{-16} \text{ cm}^2$, $V_i = 24,5 \text{ V}$).

$$\text{R: } E/p_0 = 78 \text{ V/cm-torr.}$$

- 6.12 Utilizând datele din tabelul 6.2 și ecuația Richardson-Dushman să se calculeze densitatea de curent de emisie la temperatura de topire a metalelor din tabel.

$$\text{R: } j_{Pt} = 1,5 \cdot 10^{-2} \text{ mA/cm}^2; j_{Mo} = 26 \cdot 10^3 \text{ mA/cm}^2; j_{Ta} = 21,7 \cdot 10^4 \text{ mA/cm}^2; j_W = 58 \cdot 10^4 \text{ mA/cm}^2.$$

- 6.13 Ce valoare a intensității câmpului electric la suprafața unui electrod de wolfram aflat la temperatura $T_0 = 300 \text{ K}$ asigură în vid aceeași densitate de curent electronic de emisie cu cea a electrodului încălzit la $T = 2000 \text{ K}$ în absența câmpului electric

$$\text{R: } E = 9,87 \cdot 10^9 \text{ V/m.}$$

- 6.14 Să se estimeze lățimea barierei de potențial pentru un electron aflat pe nivelul Fermi al unui electrod plan de wolfram la suprafața căruia acționează un câmp electric $E_0 = 10^9 \text{ V/m}$.

$$\text{R: } \Delta x \approx 4,5 \cdot 10^{-9} \text{ m.}$$

- 6.15 Să se estimeze unghiul solid de captare a radiației electromagnetice emise dintr-un punct P al plasmăi luminii negative aflat în centrul unui catod cavitat (figura 6.21) cu lungimea $L = 5$ cm și diametrul $\phi = 2$ cm. Cum variază acest unghi cu poziția punctului P pe axa catodului? Care ar fi acest unghi și variația lui pentru un catod de forma unui disc plan de același diametru?

$$R: \Delta\Omega(x) \cong \pi \left[4 - \phi^2 / 4(L - x)^2 \right], \Delta\Omega(L/2) \cong 3,84 \cdot \pi;$$

$$\Delta\Omega'(x) \cong \pi \phi^2 / 4x^2, \Delta\Omega'(L/2) \cong 0,16 \cdot \pi;$$

- 6.16 Cum este afectată condiția de automenținere a descărcării 6.115 de difuzia radială și recombinația la peretele tubului de descărcare a ionilor plasmăi luminii negative. Pe baza rezultatului găsit încercați o predicție a dependenței tensiunii de aprindere de raza tubului de descărcare.

Indicație: Luați în considerare faptul că o parte din ionii pozitivi produși prin ionizări în avalanșe Townsend sunt pierduți prin difuzie radială.

- 6.17 Temperatura de fierbere a aluminiului este $T_{Al} = 2740$ K iar a fierului $T_{Fe} = 3023$ K. Pe baza acestor date precizați care din aceste două metale va avea un randament de pulverizare catodică mai mare.

Indicație: Se vor compara energiile necesare scoaterii unui atom din rețeaua cristalină a celor două metale.

- 6.18 Să se găsească expresia gradului de ionizare a unei plasmă în care au loc ionizări de volum în ciocniri electron-atom și pierderi de particule atât prin recombinații de volum cât și prin recombinații de suprafață.

$$R: q = Z/r - 1/N\tau_{dif}.$$

Bibliografie

- ^{6.1} R. C. Wamsley, K. Mitsuhashi and J. E. Lawler, Phys. Rev. E, 5 (1992) 3540
^{6.2} K. Masek, L. Laska and T Ruzicka, Czech. J. Phys. B 28 (1978) 1321
^{6.3} Bădărău
^{6.4} A von Engel, *Handbuch der Physik*, Springer Verlag, Berlin (1956) Vol.

21, p. 504

- ^{6.5} E. Nasser, *Fundamentals of Gaseous Ionization and Plasma Electrons*, Wiley-Interscience, NY 1971 p. 199
- ^{6.6} G. Popa, M. Gheorghiu, *Aplicații Tehnologice ale Fizicii Plasmei*, Ed. Univ. "Al. I. Cuza", Iasi, 1998
- ^{6.7} M. Ignat *Termodinamica și Fizica Statistica*, Curs litografiat, Universitatea "Al. I. Cuza" Iasi (1971)
- ^{6.8} I. I. Popescu, D. St. Ciubotariu, *Bazele Fizicii Plasmei*, Editura Tehnică, București, 1987, p.154, 336
- ^{6.9} R. H. Good and W. W. Muller, *Field Emission*, *Encyclopedia of Physics*, Vol. XXI, Springer, Berlin, 1956, p. 232-303
- ^{6.10} G L Weissler, *Photoelectric emission from solids*, *Encyclopedia of Physics*, Vol. XXI, Springer, Berlin 1956, p. 342-382.
- ^{6.14} G. Popa, D. Alexandroaie, *Îndrumar de lucrări practice de Laborator de Fizica Plasmei*, 1980
- ^{6.15} V. Tutovan, *Electricitate și Magnetism*,
- ^{6.16} E. I. Segal, Cornelia Iditoiu, N. Doca D. Fatu, *Cataliză și Catalizatori* (Facla Cluj 1986) cap. 1
- ^{6.17} M. A. Lieberman, A. J. Lichtenberg, *Principles of plasma Discharges and Materials Processing* (John Wiley&Sons, Inc., NY 1994) p. 286
- ^{6.18} L C Feldman, J W Mayer, *Fundamentals of Surface and Thin Film Analysis* (North Holland, New York 1986)

7 Fenomene de transport

Plasmele din natură sau laborator, dat fiindcă ocupă un volum limitat, sunt neomogene. Acest fapt face ca difuzia să fie un fenomen extrem de important în studiul acestora, motiv pentru care acest capitol este dedicat fenomenului de difuzie în diferite tipuri de plasmă. Astfel, după ce vom prezenta difuzia liberă a particulelor plasmiei, vom arăta că datorită diferenței dintre vitezele de difuzie ale electronilor și ionilor, în plasmă apare un câmp electric care face ca aceste particule să difuzeze împreună – fenomen ce constituie difuzia ambipolară. Distingem apoi între cazurile în care plasma este slab ionizată, în care ciocnirile preponderente ale particulelor încărcate sunt cu atomii neutri, și plasme puternic ionizate, în care ciocnirile Coulombiene sunt dominante.

Influența câmpului magnetic asupra difuziei este descrisă separat pentru plasmele nemagnetizate, în care mișcarea este determinată în principal de ciocniri ($\langle \lambda \rangle \ll r_c$), și pentru plasme magnetizate, în care mișcarea dominantă a particulelor încărcate este mișcarea de rotație Larmor, r_c ($\langle \lambda \rangle \gg r_c$). Este de așteptat ca difuzia transversală (perpendiculară pe liniile de câmp magnetic) să fie frânată de acțiunea câmpului magnetic. În cazul plasmelor puternic ionizate difuzia transversală este însoțită de efecte de ordinul doi (aparitia de câmpuri electrice) care duc la micșorarea efectului câmpului magnetic asupra difuziei, difuzie Bohm. Abordarea teoretică a fenomenelor de transport descrise în acest capitol este cea în limitele modelului de fluid al plasmiei. O abordare mai profundă în model cinetic pentru plasmele slab ionizate poate fi găsită în^{7.4}. Diferite aspecte tratate în acest capitol pot fi aprofundate citind literatura recomandată în bibliografie^{7.1-7}.

7.1. Ecuația de difuzie. Moduri de difuzie. Timpul de difuzie

După cum se știe difuzia apare ca urmare a unui gradient de concentrație, ∇n și a mișcării de agitație termică a particulelor unui sistem macroscopic. Difuzia particulelor într-un sistem neomogen este guvernată de legea lui Fick:

$$\vec{\Gamma} = -D\nabla n, \quad 7.1$$

unde $\Gamma = (dN / dS_n dt)$ este densitatea de flux de particule. Acesta este un vector care are direcția mișcării particulelor și modulul egal cu numărul de particule ce traversează unitatea de arie a unei suprafețe orientate perpendicular pe direcția fluxului, dS_n , în unitatea de timp. Conform definiției de mai sus, numărul de particule care traversează în unitatea de timp un element de suprafață $d\vec{S}$ este (fig. 7.1):

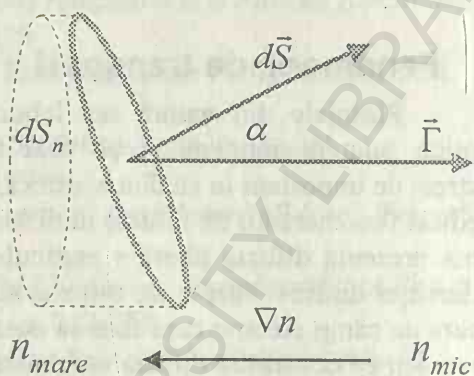


Figura 7.1 Fluxul de particule printr-un element de suprafață.

$$dN / dt = \vec{\Gamma} \cdot d\vec{S} = \Gamma dS \cos \alpha = \Gamma dS_n. \quad 7.2$$

Conform principiului conservării numărului de particule, ecuația de continuitate se exprimă în general astfel:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{\Gamma} = Q, \quad 7.3$$

unde Q este o funcție ce exprimă producția netă de particule pe unitatea de volum în unitatea de timp. Considerând în ecuația de continuitate că densitatea de flux este determinată exclusiv de difuzie (ecuația 7.1), se poate obține ecuația de difuzie în forma ei cea mai generală:

$$\frac{\partial n}{\partial t} - D\Delta n = Q \quad 7.4$$

Ecuația arată că variația temporală a densității de particule este determinată de sursa de particule, Q , și de difuzie.

Să considerăm un caz particular al ecuației de difuzie într-o plasmă unidimensională (plasma este situată între doi pereți plani și infiniți) în care termenul sursă este nul, $Q = 0$. În aceste condiții obținem o ecuație care descrie evoluția în timp a densității plasmei datorită difuziei:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} \quad 7.5$$

Această ecuație guvernează, de exemplu, evoluția temporală a densității plasmelor descărcărilor electrice imediat după ce, la $t_0=0$, se întrerupe curentul electric prin descărcare, fapt care duce la anularea termenului sursă în ecuația de difuzie, adică $Q = 0$. În acest caz, particulele difuzează spre pereții incintei care închide plasma prin două suprafețe plan paralele și infinite și unde se "pierd" prin recombinare, astfel încât densitatea plasmei scade exponențial în timp.

Ecuația 7.5 poate fi rezolvată prin metoda separării variabilelor, presupunând densitatea plasmei de forma:

$$n(x, t) = X(x)T(t) \quad 7.6$$

Înlocuind această formă a densității plasmei în ecuația 7.5 obținem două ecuații diferențiale ordinare:

$$-\frac{1}{\tau_d} = \frac{1}{T} \frac{dT}{dt} = D \frac{1}{X} \frac{d^2 X}{dx^2}, \quad 7.7$$

unde τ_d este o constantă care are dimensiune temporală și poartă numele de timp caracteristic difuziei. Ecuația temporală admite o soluție ce descrie scăderea exponențială în timp cu o constantă de timp egală cu τ_d :

$$T = T_0 \exp(-t / \tau_d). \quad 7.8$$

Pentru ecuația temporală vom considera la momentul inițial, $t_0 = 0$, o soluție particulară armonică* pentru cel mai jos mod de difuzie, cu un maxim central și cu valori nule la pereți (fig. 7.2), de forma:

$$n(x, 0) = n_0 \cos(\pi x / L), x \in [-L/2, L/2]. \quad 7.9$$

unde L este distanța între cele două suprafețe care mărginesc plasma. Valorile nule la pereți ale densității, se exprimă ca $n(-L/2) = n(+L/2) = 0$ și sunt justificate fizic de faptul ca particulele odată ajunse la marginile plasmei se pierd prin recombinări. Se observă că soluția 7.9 satisface partea spațială a ecuației de difuzie dacă:

* Este știut din teoria ecuațiilor diferențiale lineare că o soluție generală poate fi obținută ca o combinație lineară de soluții particulare, în speță funcțiile armonice.

$$\tau_d = \frac{1}{D} \left(\frac{L}{\pi} \right)^2$$

7.10

Rezultă că timpul de difuzie depinde, prin L , de geometria sistemului și de modul de difuzie. Modurile de difuzie mai înalte, cu mai multe maxime sau minime, sunt caracterizate de timpi de difuzie mai mici. Cel de-al doilea mod de difuzie îl putem considera al ca fiind cel mai mic mod de difuzie într-un sistem cu dimensiunea $L/2$, astfel încât timpul de difuzie caracteristic acestui mod este:

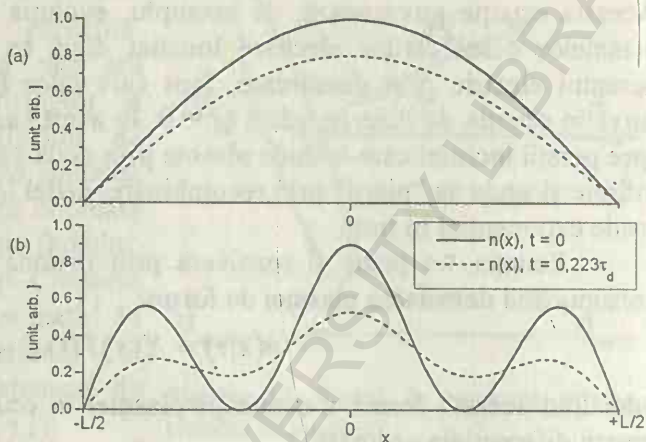


Figura 7.2 Evoluția temporală a densității unui strat de plasmă aflat între doi pereți plani și înfiniți la $x = -L/2$, respectiv, $x = +L/2$. (a) modul cel mai jos de difuzie cu un maxim central; (b) modurile 1 și 5 coexista (modul 5 este atenuat mult mai repede decât modul 1).

$$\tau_d^{(2)} = \frac{1}{D} \left(\frac{L}{2\pi} \right)^2$$

În general, putem scrie pentru timpul de difuzie caracteristic modului k următoarea relație:

$$\tau_d^{(k)} = \frac{1}{D} \left(\frac{L}{k\pi} \right)^2$$

7.11

Se observă ca timpii caracteristici modurilor mai înalte de difuzie sunt mai mici, ceea ce indică o atenuare mai rapidă a acestor moduri (fig. 7.2).

7.2. Difuzia liberă

Difuzia este un fenomen care poate fi tratat în aproximația modelului de fluid al plasmei. Astfel densitatea de flux de particule care

apare datorită difuziei este legată de viteza macroscopică a particulei de fluid. Această viteză poate fi considerată ca rezultând din media vitezelor tuturor particulelor microscopice din volumul macroscopic al particulei de fluid, prin relația:

$$\vec{\Gamma}_d = n\vec{v}_d, \quad 7.12$$

unde n este densitatea de particule. Viteza macroscopică $\vec{v}_d$ poate fi calculată din ecuația de mișcare a particulei de fluid (Stokes). Ecuația Stokes pentru un anumit sort s de particule ale plasmiei ($s = e, i$) într-un câmp de forțe de densitate $\vec{f}_s$ (forța rezultantă ce acționează asupra particulelor din unitatea de volum) este:

$$n_s m_s \left[\frac{\partial \vec{v}_s}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v}_s \right] = \vec{f}_s - \nabla p_s - \nu_{es} n_s m_s \vec{v}_s, \quad 7.13$$

unde termenul de ciocniri $\nu_{es} m_s \vec{v}_s$ exprimă viteza de variație a impulsului datorită ciocnirilor elastice a particulelor de sort s din unitatea de volum cu celelalte particule ale plasmiei, ciocniri în urma cărora particulele își pierd impulsul pe direcția inițială de mișcare. În cele ce urmează vom considera frecvența de ciocnire constantă, mai precis independentă de viteza medie a particulelor, ceea ce face ca termenul de ciocnire să aibă expresia unei densități de forță de rezistență proporțională cu viteza macroscopică. Se observă că în absența celorlalte forțe, cea datorată gradientului de presiune cinetică și cea datorată câmpurilor electric și magnetic, ecuația 7.13 devine:

$$\frac{d\vec{v}_s}{dt} = -\nu_{es} \vec{v}_s, \quad 7.14$$

și descrie scăderea exponențială a vitezei macroscopice* cu o constantă de timp egală cu inversul frecvenței ν_{es} .

Deoarece difuzia este un fenomen relativ lent, vom neglija termenii inerțiali din membrul stâng al relației 7.13. În cazul staționar derivata locală a vitezei, $\partial \vec{v}_s / \partial t$ este nulă, iar derivata convectivă este neglijabilă în

* S-a folosit derivata totală a vitezei macroscopice, adică suma derivatelor locală și convectivă. Ca urmare ecuația 7.14 descrie variația totală a vitezei macroscopice, imaginată ca fiind solidară cu particula de fluid.

cazul în care viteza particulei de fluid este atât de mică încât variația de viteză datorită deplasării particulei de fluid, $\vec{v}_s \cdot \nabla \vec{v}_s$, poate fi neglijată. În aceste condiții ecuația 7.13 permite deducerea unei expresii pentru viteza macroscopică a particulelor de sort s ale plasmei:

$$\vec{v}_s = \frac{\vec{f}_s}{n_s m_s v_{es}} - \frac{\nabla p_s}{n_s m_s v_{es}}. \quad 7.15$$

Observăm că viteza macroscopică a particulelor plasmei este suma a doi termeni care descriu două cauze diferite și anume: câmpul de forțe externe a cărei densitate de forță este $\vec{f}_s$ și gradientul de presiune cinetică. Primul termen determină componenta de drift a vitezei în câmpul electric și magnetic, în condițiile în care acțiunea gravitațională este neglijată, iar al doilea termen, în măsura în care gradientul de presiune cinetică este determinat de gradientul de densitate a particulelor, descrie driftul de difuzie.

În condițiile în care distribuția după viteze a particulelor de sort s este funcția de distribuție la echilibru termodinamic Maxwell, caracterizată de temperatura T_s considerată constantă în întreg volumul plasmei, gradientul de presiune se poate exprima în funcție de gradientul de densitate conform ecuației cinetice a gazului perfect:

$$\nabla p_s = \nabla(n_s k_B T_s) = k_B T_s \nabla n_s. \quad 7.16$$

Considerând particulele plasmei supuse acțiunii unui câmp electric de intensitate $\vec{E}$ și neglijând acțiunea câmpului magnetic, densitatea de forță este:

$$\vec{f}_s = q_s n_s \vec{E}. \quad 7.17$$

În aceste condiții ecuația 7.15 devine:

$$\vec{v}_s = \frac{q_s}{m_s v_{es}} \vec{E} - \frac{k_B T_s}{m_s v_{es}} \frac{\nabla n_s}{n_s} = \pm \mu_s \vec{E} - D_s \frac{\nabla n_s}{n_s}, s = i, e, \quad 7.18$$

unde au fost introduși coeficienții de mobilitate și, respectiv, difuzie liberă a particulelor de sort s prin relațiile:

$$\mu_s = \frac{|q_s|}{m_s v_{es}}, \quad 7.19$$

$$D_s = \frac{k_B T_s}{m_s v_{es}}. \quad 7.20$$

Cei doi coeficienți sunt legați prin relația lui Einstein:

$$\frac{D_s}{\mu_s} = \frac{k_B T_s}{|q_s|}, \quad 7.21$$

care este folosită adesea pentru testarea ipotezelor folosite pentru deducerea expresiilor coeficienților de difuzie și mobilitate.

Densitatea de flux corespunzătoare vitezei de drift și de difuzie este:

$$\vec{\Gamma}_s = n_s \vec{v}_s = \pm n_s \mu_s \vec{E} - D_s \nabla n_s, s = i, e. \quad 7.22$$

Valorile coeficienților de mobilitate și de difuzie liberă depind de natura particulelor luate în considerare. Astfel, deoarece masa electronilor este mult mai mică decât cea a ionilor pozitivi, într-o plasmă electropozitivă (fără ioni negativi) avem inegalitatea $\mu_e \gg \mu_i$. De asemenea, datorită faptului că $m_e \ll m_i$ și $T_e \geq T_i$, și coeficientul de difuzie a electronilor este mult mai mare decât cel al ionilor, $D_e \gg D_i$. Datorită acestor diferențe, particulele plasmă au tendința de a difuza diferit. După cum vom vedea în continuare, faptul că electronii au tendința de a difuza înaintea ionilor pozitivi din plasmă duce la o cvasi-separare a acestor particule (pe distanțe de ordinul lungimii Debye) și la apariția unui câmp electric de legătură, astfel încât particulele plasmă, electronii și ionii, sunt forțate să difuzeze împreună, fenomen care a primit denumirea de difuzie ambipolară.

7.3. Difuzia ambipolară

Să considerăm cazul studiat mai sus, al unui strat de plasmă de grosime L conținut între doi pereți plani paraleli aflați în pozițiile $x = -L/2$, respectiv $x = +L/2$ (fig. 7.3). Neglijând recombinațiile de volum, particulele încărcate ale plasmă sunt pierdute prin difuzie și recombinație la pereți. Putem scrie ecuația de continuitate pentru cele două sorturi de particule încărcate ale plasmă, electronii și ionii pozitivi:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = -\nabla \cdot \vec{\Gamma}_e, \quad 7.23 \text{ (a)}$$

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = -\nabla \cdot \vec{\Gamma}_i, \quad 7.23 \text{ (b)}$$

Dacă cele două sorturi de particule ar difuza diferit spre pereții ce mărginesc plasma, în scurt timp s-ar crea un dezechilibru

electric, plasma devenind puternic pozitivă deoarece electronii difuzează mai repede decât ionii. Acest

dezechilibru în difuzia electronilor și a ionilor ar putea exista pentru o perioadă scurtă de

timp (de ordinul perioadei oscilațiilor electronice ale plasmei) însă, în starea staționară, acest lucru duce la apariția unui câmp electric care frânează difuzia electronilor și o accelerează pe cea a ionilor (fig. 7.3). Astfel, pentru menținerea cvasineutralității plasmei este necesar ca să fie îndeplinită condiția egalității divergenței celor două densități de flux:

$$\nabla \cdot \vec{\Gamma}_e = \nabla \cdot \vec{\Gamma}_i. \quad 7.24$$

Ecuția de mai sus nu impune egalitatea celor două densități de flux. Pentru plasmă în starea staționară în care recombinarea de volum este neglijabilă, electronii și ionii pozitivi trebuie să ajungă în numere egale la pereți iar potențialul acestora trebuind să rămână constant. Astfel, datorită cvasi-neutralității plasmei și a recombinărilor la pereți, trebuie ca

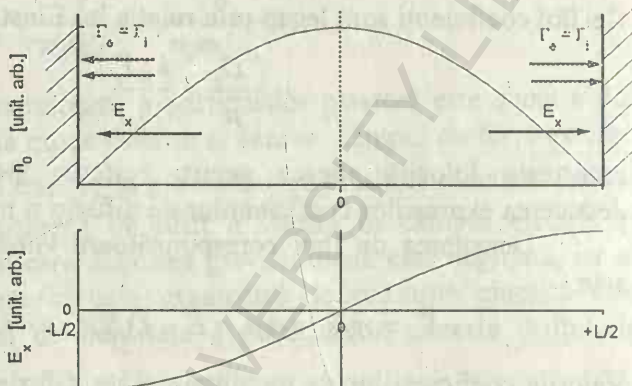


Figura 7.3 Difuzia ambipolară a electronilor și ionilor într-un strat plan de plasmă mărginită de doi pereți plani și infiniți. Intensitatea câmpului electric de difuzie ambipolară este calculată de relația 7.26 presupunând o distribuție a densității plasmei de forma 7.9.

peste tot, în volumul plasmei, să fie satisfăcută egalitatea densităților de flux de electroni și ioni pozitivi:

$$\vec{\Gamma}_e = \vec{\Gamma}_i, \quad 7.25$$

ceea ce implică difuzia comună a electronilor și ionilor – difuzia ambipolară.

Considerând expresii de forma 7.22 pentru densitățile de flux de electroni și de ioni în ecuația 7.25, obținem expresia intensității câmpului electric de difuzie ambipolară:

$$-n_0\mu_e\vec{E} - D_e\nabla n_0 = n_0\mu_i\vec{E} - D_i\nabla n_0,$$

sau:

$$\vec{E} = -\frac{D_e - D_i}{\mu_e + \mu_i} \frac{\nabla n_0}{n_0}, \quad 7.26$$

unde $n_0 = n_e = n_i$ este densitatea plasmei cvasineutre. De observat că, datorită cvasineutralității plasmei, nu se poate folosi ecuația lui Poisson pentru determinarea intensității câmpului electric de difuzie ambipolară, dat fiind că densitatea spațială de sarcină este nulă peste tot în plasmă. Folosind expresia 7.26 pentru intensitatea câmpului electric ambipolar și egalitatea densităților de flux de electroni și ioni, obținem:

$$\vec{\Gamma}_0 = \vec{\Gamma}_e = \vec{\Gamma}_i = \mu_e \frac{D_e - D_i}{\mu_e + \mu_i} \nabla n_0 - D_e \nabla n_0,$$

sau:

$$\vec{\Gamma}_0 = -\frac{\mu_i D_e + \mu_e D_i}{\mu_e + \mu_i} \nabla n_0 = -D_a \nabla n_0. \quad 7.27$$

Datorită cuplajului realizat prin intermediul câmpului electric de difuzie ambipolară cele două sorturi de particule încărcate ale plasmei difuzează împreună, difuzia lor fiind caracterizată de coeficientul de difuzie ambipolară, D_a , a cărui expresie este:

$$D_a = \frac{\mu_i D_e + \mu_e D_i}{\mu_e + \mu_i} \cong D_i + \frac{\mu_i}{\mu_e} D_e, \quad 7.28$$

Ultima egalitate a fost scrisă în virtutea faptului că $\mu_e \gg \mu_i$. Ținând cont de relația lui Einstein avem $D_e/\mu_e T_e = D_i/\mu_i T_i$, de unde rezultă:

$$D_a = D_i \left(1 + \frac{T_e}{T_i} \right). \quad 7.29$$

Relația de mai sus arată că difuzia ambipolară este limitată de difuzia ionilor, valoarea coeficientului de difuzie ambipolară fiind de același ordin de mărime cu valoarea coeficientului de difuzie liberă a ionilor. Electronii, datorită vitezelor lor termice mari, contribuie la mărirea vitezei de difuzie, însă, datorită masei lor mici, nu pot determina hotărâtor valoarea acesteia. Pentru o plasmă izotermă ($T_e = T_i$), coeficientul de difuzie ambipolară este de două ori mai mare decât coeficientul de difuzie liberă a ionilor.

7.4. Difuzia particulelor în plasmă magnetizată și slab ionizată

Câmpul magnetic modifică difuzia particulelor plasmă deoarece, mișcarea particulelor, între două ciocniri consecutive, în absența câmpului electric, nu mai este rectilinie și uniformă ci, așa cum este descris în capitolul 5, elicoidală. Deoarece mișcarea particulelor în planul perpendicular pe liniile de câmp magnetic este circulară, mișcarea girației Larmor, difuzia particulelor pe direcție perpendiculară pe liniile câmpului magnetic este împiedicată, fapt care ne face să ne așteptăm la un efect de micșorare a difuziei pe această direcție. În schimb, deoarece mișcarea particulelor plasmă în lungul liniilor de câmp magnetic nu este afectată de prezența acestuia, difuzia pe această direcție nu este nici ea influențată. Astfel, acțiunea câmpului magnetic introduce anizotropie în plasmă, difuzia particulelor având loc diferit în direcții paralelă și perpendiculară pe liniile de câmp.

Pe direcția paralelă cu liniile câmpului magnetic ecuația de mișcare a particulei de fluid este aceeași cu cea în absența câmpului (ecuația 7.18) și anume:

$$v_{s\parallel} = \frac{q_s}{m_s v_{es}} E_{\parallel} - \frac{k_B T_s}{m_s v_{es}} \frac{\nabla_{\parallel} n_s}{n_s} = \pm \mu_{s\parallel} E_{\parallel} - D_{s\parallel} \frac{\nabla_{\parallel} n_s}{n_s}, s = i, e, \quad 7.30$$

unde au fost introduși coeficienții de difuzie și mobilitate pe direcție paralelă cu liniile de câmp, $D_{s\parallel}$ și $\mu_{s\parallel}$, aceeași cu cei în absența câmpului

magnetic (calculați de relațiile 7.19 și, respectiv, 7.20). Viteza macroscopică a particulelor de sort s pe direcția liniilor de câmp, $v_{s\parallel}$, are două componente, una de drift electric, determinată de acțiunea câmpului electric, și una de difuzie liberă, determinată de gradientul de densitate.

În plan perpendicular pe liniile de câmp, ecuația de mișcare a particulei de fluid este mai complicată datorită acțiunii forței Lorentz, densitatea de forță fiind în acest caz:

$$\vec{f}_s = n_s q_s [\vec{E} + \vec{v}_s \times \vec{B}], s = i, e \quad 7.31$$

Considerând planul Oxy perpendicular pe liniile de câmp cu axa Ox pe direcția de acțiune a câmpului electric, $\vec{E}(E_\perp, 0, E_\parallel)$, (fig. 7.4) și a gradientului perpendicular de densitate $\nabla n(\nabla_\perp n, 0, \nabla_\parallel n)$ și neglijând termenii inerțiali, ecuația de mișcare a particulei de fluid electronic sau ionic se scrie pe componente sub forma:

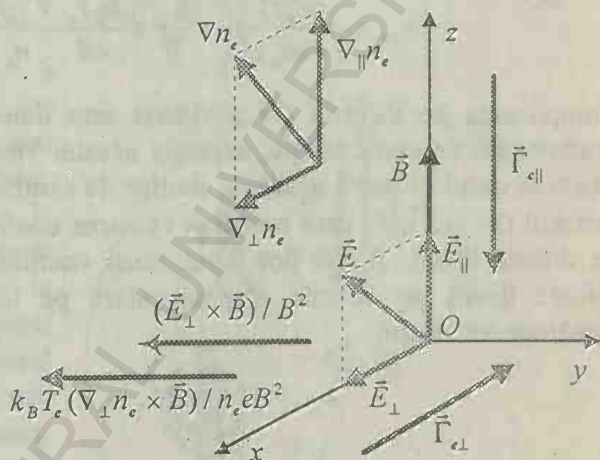


Figura 7.4 Difuzia plasmii slab ionizate în câmp magnetic. Driftul electric și driftul diamagnetic.

$$\begin{cases} m_s n_s v_s v_{sx} = n_s q_s E_\perp + n_s q_s v_{sy} B - k_B T_s \nabla_\perp n_s \\ m_s n_s v_s v_{sy} = -n_s q_s v_{sx} B \end{cases}, s = i, e \quad 7.32$$

Utilizând definițiile pentru coeficienții de difuzie liberă și mobilitate pentru particulele de sort s , 7.19 și 7.20, notând cu $\tau_s = v_s^{-1}$, precum și expresia pulsației ciclotronice, $\omega_{cs} = |q_s|B/m_s$, ecuațiile de mai sus se scriu sub forma:

$$\begin{cases} v_{sx} = \pm \mu_s E_{\perp} \pm v_{sy} \omega_{cs} \tau_s - \frac{D_{s\parallel}}{n_s} \nabla_{\perp} n_s, \\ v_{sy} = \mp v_{sx} \omega_{cs} \tau_s \end{cases}, s = i, e$$

Separând componentele vitezelor pe axele Ox și Oy din ecuațiile de mai sus, obținem:

$$\begin{cases} v_{sx} = \pm \frac{\mu_s}{1 + \omega_{cs}^2 \tau_s^2} E_{\perp} - \frac{D_{s\parallel}}{1 + \omega_{cs}^2 \tau_s^2} \frac{\nabla_{\perp} n_s}{n_s}, \\ v_{sy} = \frac{\omega_{cs}^2 \tau_s^2}{1 + \omega_{cs}^2 \tau_s^2} \left(-\frac{E_{\perp}}{B} \pm \frac{k_B T_s}{eB} \frac{\nabla_{\perp x} n_s}{n_s} \right) \end{cases}, s = i, e \quad 7.33$$

Componenta pe direcția Ox a vitezei este datorată driftului electric și gradientului de concentrație, expresia acestei viteze fiind similară cu cea găsită în cazul mișcării în lungul liniilor de câmp, deosebirea fiind dată de factorul $(1 + \omega_{cs}^2 \tau_s^2)^{-1}$ care modifică valoarea coeficienților de mobilitate și de difuzie liberă. Astfel pot fi introduși coeficienții de mobilitate și de difuzie liberă pe direcție perpendiculară pe liniile de câmp conform următoarelor relații:

$$\mu_{s\perp} = \frac{\mu_s}{1 + \omega_{cs}^2 \tau_s^2}, \quad 7.34$$

și:

$$D_{s\perp} = \frac{D_s}{1 + \omega_{cs}^2 \tau_s^2}. \quad 7.35$$

Se poate afirma că acțiunea câmpului magnetic lasă neschimbate valorile coeficienților de mobilitate și de difuzie liberă pe direcția câmpului, în timp ce micșorează valorile acestor coeficienți pentru direcțiile perpendiculare pe direcția câmpului magnetic cu factorul $(1 + \omega_{cs}^2 \tau_s^2)^{-1}$.

La valori mici ale câmpului magnetic ($\omega_{cs} \ll v_s$), influența câmpului magnetic este neglijabilă și coeficienții de mobilitate și de difuzie liberă sunt determinați în principal de ciocniri (în aceste condiții drumul liber mediu, λ_s , este mai mic decât raza de rotație ciclotronică a particulelor). La valori mari ale câmpului magnetic ($\omega_{cs} \gg v_s$) mișcarea de drift și de difuzie a particulelor în plan perpendicular pe liniile de câmp este puternic frânată. În aceste condiții coeficientul de difuzie este invers proporțional cu pătratul inducției câmpului magnetic:

$$D_{s\perp} \cong \frac{D_s}{\omega_{cs}^2 \tau_s^2} = \frac{k_B T_s m_s v_s}{e^2 B^2} \quad 7.36$$

Expresia de mai sus a coeficientului de difuzie liberă în plan perpendicular pe liniile de câmp magnetic prezintă două aspecte, la prima vedere surprinzătoare: 1) ciocnirile elastice duc la mărirea difuziei (coeficientul de difuzie transversală fiind nul în plasmă necolizionale) și; 2) ionii, având masă mai mare*, difuzează mai ușor decât electronii. Aceste aspecte sunt explicate prin faptul că mișcarea dominantă a particulelor în condițiile câmpurilor magnetice puternice este mișcarea Larmor, caracterizată de raza de rotație Larmor, a_{cs} . Se

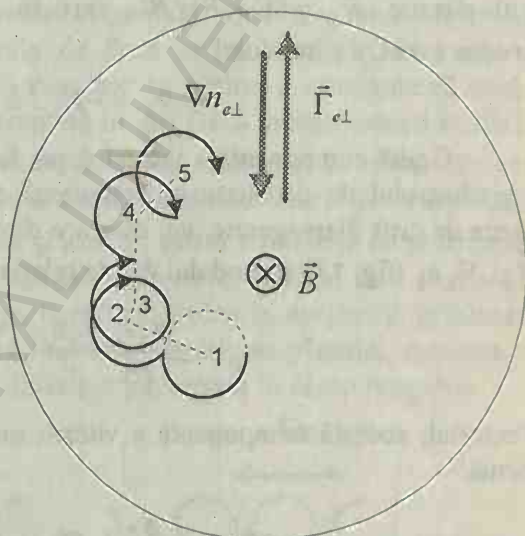


Figura 7.5 Difuzia electronilor într-un plan perpendicular pe liniile de câmp magnetic. Ciocnirile electronilor cu atomii neutri au ca efect trecerea de la un centru de rotație la altul, mișcarea centrului de rotație fiind determinată de raza Larmor.

* Frecvența de ciocnire depinde și ea de masă, fiind proporțională cu viteza termică care la rândul ei este proporțională cu $m_s^{-1/2}$, astfel încât coeficientul de difuzie transversală în câmp magnetic intens devine proporțional cu $m_s^{1/2}$.

poate arăta ușor că $\omega\tau = \lambda_s/a_{cs}$, ceea ce înseamnă că în urma ciocnirilor centrul de rotație a particulelor trece de pe o linie de câmp pe alta, mișcarea de difuzie a acestuia fiind controlată de raza Larmor, a_{cs} , și nu de drumul liber mediu, λ_s (figura 7.5). Ciocnirile au în acest caz rolul de a măări viteza de difuzie transversală, absența lor ducând la o totală stopare a difuziei de către câmpul magnetic. Cel de-al doilea aspect este explicat de faptul că raza de rotație a ionilor pozitivi este mai mare decât cea a electronilor.

7.5. Driftul diamagnetic

Analizând expresia componentei pe axa Oy a vitezei macroscopice descrisă de ecuația 7.33, observăm apariția unei componente a vitezei macroscopice care a fost descrisă din capitolul 5. Este vorba de viteza de drift electric, $\vec{v}_E = (\vec{E} \times \vec{B}) / B^2$, care în cazul considerat mai sus are direcția axei Oy și modulul:

$$v_E = -E_{\perp} / B, \quad 7.37$$

O altă componentă a vitezei după direcția axei Oy apare ca urmare a gradientului de densitate ce acționează pe direcția Ox . Este vorba de viteza de drift diamagnetic, v_D , care are direcția perpendiculară pe vectorii $\vec{B}$ și $\nabla_{\perp} n_s$ (fig. 7.4) și modulul dat de relația:

$$v_D = \pm \frac{k_B T_s}{eB} \frac{\nabla_x n_s}{n_s}, s = i, e. \quad 7.38$$

Vectorial, această componentă a vitezei macroscopice se poate scrie sub forma:

$$\vec{v}_D = \mp \frac{k_B T_s}{en_s B^2} \nabla n_s \times \vec{B}, s = i, e. \quad 7.39$$

Formal, viteza de drift diamagnetic apare ca urmare a gradientului de presiune în fluidul electronic sau ionic, gradient care la rândul său este datorat, conform formulei 7.16, gradientului de densitate de particule. Gradientului de presiune îi putem asocia un câmp de forțe electrice de intensitate $\vec{E}_{\nabla p} = -\nabla p_s / n_s q_s$. Acțiunea acestui câmp echivalent duce la

apariția unei viteze de drift asemănător driftului electric discutat în capitolul 5. Astfel putem scrie:

$$\vec{v}_{Ds} = (\vec{E}_{\nabla p} \times \vec{B}) / B^2 = -(\nabla p_s \times \vec{B}) / n_s q_s B^2, s = i, e. \quad 7.40$$

Folosind expresia 7.16 a gradientului de presiune, obținem expresia 7.39 a vitezei de drift diamagnetic pentru ioni și electroni.

Pentru a explica originea mișcării de drift diamagnetic trebuie să analizăm mișcările individuale ale particulelor, electroni sau ioni, dintr-o particulă macroscopică de fluid. Să luăm în considerare mișcarea ionilor și electronilor într-un plan perpendicular pe liniile de câmp magnetic, plan în care vom considera o particulă de fluid de formă dreptunghiulară (fig. 7.6).

Referindu-ne la mișcarea electronilor (fig. 7.6 (a)), observăm că datorită gradientului de densitate pe direcție orizontală, vor fi mai mulți electroni a căror traiectorii străbat particula de fluid în jos decât în sus, ceea ce înseamnă că în urma medierii vitezelor se obține o componentă netă a vitezei macroscopice, $\vec{v}_{De}$, îndreptată în jos. Dacă facem aceeași analiză a mișcării ionilor dintr-o particulă de fluid, obținem o viteză de drift diamagnetic, $\vec{v}_{Di}$, în sens opus. Datorită sensurilor opuse ale vitezelor de drift diamagnetic ale electronilor și ionilor, există o tendință de polarizare a plasmei, tendință care duce la apariția unui câmp electric care să mențină cvasineutralitatea plasmei. După cum vom vedea în secțiunile următoare, acest câmp electric joacă un rol important în difuzia plasmei, acțiunea lui diminuând efectul de frânare a difuziei transversale în câmp magnetic.

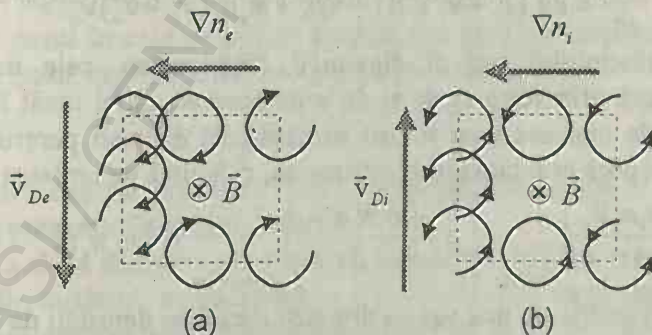


Figura 7.6 Driftul diamagnetic al electronilor (a) și al ionilor (b) într-o plasmă puternic magnetizată ($\lambda \gg ac$).

7.6. Difuzia particulelor în plasmă magnetizată și total ionizată

În plasmă puternic ionizată, ciocnirile coulombiene sunt cele care au rolul dominant asupra fenomenelor de transport. Ciocnirile Coulombiene între particule de aceeași masă (electron-electron sau ion-ion) au un efect mic asupra difuziei^{7,1}. De exemplu, în coliziunea frontală a doi electroni sau doi ioni, aceștia își inversează sensul vitezelor, ele girând pe orbite similare. Ca urmare a acestor ciocniri, centrul de rotație nu se modifică prea mult. În cel mai defavorabil caz, ciocnirea coulombiană a două particule identice sub unghi de 90° duce la o rotație a axei centrului de rotație a celor două particule, astfel încât și în acest caz ciocnirile contribuie puțin la difuzie.

Ciocnirile care trebuiesc luate în considerare în plasmă puternic ionizată sunt ciocnirile electron-ioni. Datorită diferenței mari dintre masele acestor particule este de așteptat ca mișcarea electronilor să fie influențată drastic de cea a ionilor. În același timp datorită frecvențelor ciocniri cu electronii, mișcarea ionilor pe orbitele Larmor este permanent "ajustată". Conform legii conservării impulsului cele două fluide, electronic și ionic, schimbă prin ciocniri cantități egale de impuls. Astfel, ecuațiile de mișcare pentru fluidele electronic și ionic pot fi scrise sub forma:

$$m_e n_e \frac{d\vec{v}_e}{dt} = -en_e(\vec{E} + \vec{v}_e \times \vec{B}) - \nabla p_e - m_e n_e (\vec{v}_e - \vec{v}_i) v_{ei} \quad 7.41 (a)$$

$$m_i n_i \frac{d\vec{v}_i}{dt} = en_i(\vec{E} + \vec{v}_i \times \vec{B}) - \nabla p_i + m_e n_e (\vec{v}_i - \vec{v}_e) v_{ei} \quad 7.41 (b)$$

Conform principiului trei al dinamicii Newtoniene, cele două fluide interacționează prin forțe egale și de sens contrar, astfel încât în ecuațiile de mișcare de mai sus s-au folosit următoarele expresii pentru viteza de schimb de impuls prin ciocniri electron-ion, calculată pe unitatea de volum:

$$\left(\frac{\delta m_e n_e \vec{v}_e}{\delta t} \right)_{\text{ciocniri } e-i} = - \left(\frac{\delta m_i n_i \vec{v}_i}{\delta t} \right)_{\text{ciocniri } i-e} = -m_e n_e (\vec{v}_e - \vec{v}_i) v_{ei}$$

Termenii din relația de mai sus au dimensiunea unei densități de forță, forță care pentru electroni ar putea fi asociată cu forța de vâscozitate, mișcarea lor fiind frânată de ioni cu o forță proporțională cu viteza lor relativă față

de fluidul ionic. Considerând plasma cvasineutră, $n_i \equiv n_e = n_0$, obținem prin adunarea celor două ecuații de mai sus următoarea ecuație:

$$\rho_m \frac{d\vec{v}}{dt} = en_0(\vec{v}_i - \vec{v}_e) \times \vec{B} - \nabla p_i - \nabla p_e,$$

unde $\vec{v} = (m_i \vec{v}_i + m_e \vec{v}_e) / (m_i + m_e)$ este viteza centrului de masă al plasmei considerată ca fluid unic cu densitate masică ρ_m și densitate de sarcină electrică nulă, $\rho_e = e(n_i - n_e) = 0$.

Termenii de interacțiune dintre cele două fluide se anulează la adunarea celor două ecuații, iar termenii ce descriu acțiunea câmpului electric se anulează datorită cvasineutralității electrice a plasmei.

Ținând cont că densitatea de curent electric în plasma este:

$$\vec{j} = \vec{j}_i + \vec{j}_e = en_0(\vec{v}_i - \vec{v}_e), \quad 7.42$$

și presiunea cinetică totală este suma presiunilor cinetice a celor două componente formate de electroni și ioni, $p = p_i + p_e = n_0(k_B T_i + k_B T_e)$, rezultă următoarea ecuație de mișcare a plasmei ca fluid unic:

$$\rho_m \frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{j} \times \vec{B} - \nabla p. \quad 7.43$$

În cazul în care se ia în considerare și componenta gravitațională a densității de forță, așa cum este cazul în modelarea plasmelor stelare în care forța gravitațională are un rol esențial, trebuie adăugat în membrul drept al ecuației 7.43 și un termen de forma $\rho_m \vec{g}$.

În cazul în care se aplică ecuația 7.43 difuziei staționare, termenul inerțial se poate neglija, astfel încât obținem ecuația:

$$0 = \vec{j} \times \vec{B} - \nabla p, \quad 7.44$$

ecuație care descrie echilibrul între presiunea magnetică și cea cinetică (fenomen prezentat în secțiunea 3.2.2)

O a doua ecuație importantă în descrierea difuziei plasmei puternic ionizate în modelul magnetohidrodinamic (MHD) este legea lui Ohm generalizată, care se poate obține în aproximația $m_e/m_i = 0$ scăzând ecuația 7.41 (a) înmulțită cu m_i din ecuația 7.41 (b) înmulțită cu m_e . Această ecuație se poate scrie sub forma:

$$\vec{j} = \sigma_p (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) + \frac{\sigma_p}{en_0} (\vec{j} \times \vec{B} - \nabla p_e), \quad 7.45$$

unde σ_p este conductivitatea plasmiei. În cele mai multe cazuri termenii $\vec{j} \times \vec{B}$ (care descrie efectul Hall) și ∇p_e se pot neglija astfel încât ecuația 7.45 se simplifică și se poate scrie sub forma:

$$\eta \vec{j} = \vec{E} + \vec{v} \times \vec{B} \quad 7.46$$

în care $\eta = \sigma_p^{-1}$ reprezintă rezistivitatea plasmiei.

Acțiunea câmpului magnetic introduce anizotropie în plasmă astfel încât trebuie să distingem între proprietățile plasmiei pe direcțiile paralelă și, respectiv, perpendiculară față de liniile de câmp magnetic. Putem descompune vectorii după cele două direcții astfel:

$$\vec{E} = \vec{E}_{\parallel} + \vec{E}_{\perp}, \quad 7.47 (a)$$

$$\vec{j} = \vec{j}_{\parallel} + \vec{j}_{\perp} \quad 7.47 (b)$$

și

$$\vec{v} = \vec{v}_{\parallel} + \vec{v}_{\perp}. \quad 7.47 (c)$$

De asemenea, rezistivitatea plasmiei devine o mărime tensorială de forma*:

$$\vec{\eta} = \begin{vmatrix} \eta_{\perp} & 0 & 0 \\ 0 & \eta_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & \eta_{\parallel} \end{vmatrix}. \quad 7.48$$

Pe direcție paralelă cu liniile de câmp ecuația 7.46 are forma foarte simplă:

$$\eta_{\parallel} j_{\parallel} = E_{\parallel}, \quad 7.49$$

unde $\eta_{\parallel}$ este rezistivitatea plasmiei pe direcția paralelă cu liniile de câmp magnetic.

Pentru a găsi expresia vitezei macroscopice pe direcție perpendiculară pe liniile de câmp magnetic înmulțim vectorial ecuația 7.46,

* Expresia tensorului rezistivității este scrisă în coordonate carteziene în ipoteza în care liniile de câmp magnetic au direcția azei Oz.

proiectată pe direcția perpendiculară pe liniile de câmp magnetic, cu $\vec{B}$ și folosim ecuația 7.44 pentru expresia produsului $\vec{j} \times \vec{B}$. Astfel obținem:

$$\eta_{\perp} (\vec{j}_{\perp} \times \vec{B}) = \vec{E}_{\perp} \times \vec{B} + (\vec{v}_{\perp} \times \vec{B}) \times \vec{B}.$$

Utilizând expresia dublului produs vectorial* și ecuația 7.44, obținem:

$$\eta_{\perp} \nabla p = \vec{E} \times \vec{B} - \vec{v}_{\perp} B^2,$$

de unde rezultă expresia vitezei plasmei în plan perpendicular pe liniile de câmp magnetic:

$$\vec{v}_{\perp} = \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2} - \frac{\eta_{\perp} k_B (T_e + T_i)}{B^2} \nabla n_0. \quad 7.50$$

Primul termen din membrul drept al ecuației 7.50 este viteza de drift electric a cărei cauză a fost discutată în capitolul 5. Cel de-al doilea termen este cel datorat gradientului de densitate și exprimă viteza de difuzie a plasmei în plan perpendicular pe liniile de câmp. Conform expresiei densității de flux de particule și a legii difuziei a lui Fick, din ecuația de mai sus rezultă următoarea expresie a coeficientului de difuzie a plasmei puternic ionizate în plan perpendicular pe liniile de câmp magnetic:

$$D_{\perp} = \frac{\eta_{\perp} n_0 k_B (T_e + T_i)}{B^2}. \quad 7.51$$

Aceasta este așa numita expresie clasică a coeficientului de difuzie transversală care, ca și în cazul plasmelor slab ionizate, este invers proporțional cu puterea a doua a inducției câmpului magnetic. Ca și în cazul plasmelor slab ionizate și puternic magnetizate, difuzia transversală este controlată de mărimea razei Larmor, descreșterea acesteia ducând la dependența $1/B^2$ a lui $D_{\perp}$. Și în acest caz ciocnirile, a căror frecvență determină valoarea rezistivității plasmei, contribuie la difuzia în plan perpendicular pe liniile de câmp. Totuși sunt trei deosebiri esențiale față de difuzia transversală în plasmelor slab ionizate: 1) difuzia plasmei puternic ionizate este automat ambipolară, acest lucru justificând utilizarea modelului MHD al plasmei; 2) $D_{\perp}$ este proporțional cu densitatea plasmei, în timp ce în plasmelor slab ionizate acesta este independent de densitatea

$$\vec{A} \times (\vec{B} \times \vec{C}) = \vec{B}(\vec{A} \cdot \vec{C}) - \vec{C}(\vec{A} \cdot \vec{B})$$

plasmei, aceasta se explică prin aceea că în acest caz difuzia este controlată de ciocnirile electron-ion, centrii de împrăștiere a electronilor fiind ionii; 3) $D_{\perp}$ în plasmă puternic ionizată este invers proporțională cu puterea $\frac{1}{2}$ a temperaturii, în timp ce în plasmă slab ionizată $D_{\perp} \sim T$.

Pentru a discuta dependența lui $D_{\perp}$ de temperatura plasmei, trebuie luată în considerare dependența coeficientului de rezistivitate de temperatură. Deoarece secțiunea eficace a ciocnirilor electron-ion este invers proporțională cu puterea a treia a vitezei relative a electronilor față de ioni, rezistivitatea plasmei este invers proporțională cu puterea $3/2$ a temperaturii electronilor, de unde rezulta o proporționalitate inversă al lui $D_{\perp}$ cu puterea $\frac{1}{2}$ a temperaturii plasmei.

7.7. Difuzia Bohm

Numeroase experimente efectuate în diferite plasmă puternic ionizată și confinate magnetic, cum ar fi plasma metalelor alcaline în mașina Q, plasmă susținute de microunde, prin încălzire ohmică, prin rezonanță ciclotronică electronică sau ionică au pus în evidență o dependență a coeficientului de difuzie transversală cu B^{-1} și nu cu B^{-2} , așa cum prevede teoria difuziei clasice schițată în secțiunea precedentă. Mai mult, în toate instalațiile experimentale s-au observat valori mult mai mari ale coeficientului de difuzie (problema 7.5), o independență a acestuia de densitatea plasmei și o creștere a difuziei cu temperatura plasmei (și nu o scădere cum este prevăzut de teoria difuziei clasice). Toate aceste aspecte au o importanță majoră în experimentele de confinare magnetică a

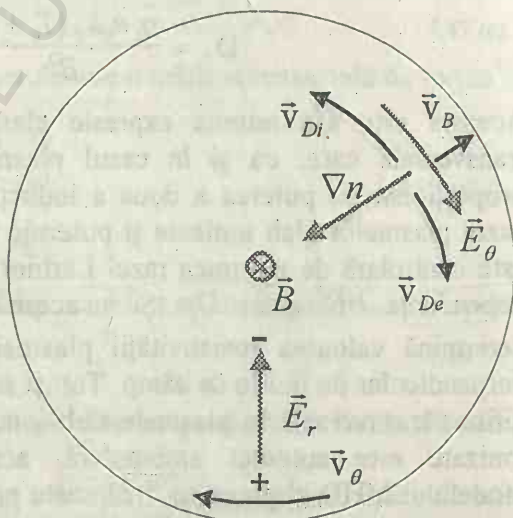


Figura 7.7 Difuzia Bohm într-o coloană cilindrică de plasmă puternic magnetizată.

plasmelor din instalațiile experimentale pentru realizarea fuziunii nucleare, dat fiind că micșorarea pierderilor de particule din plasmă prin difuzie duce implicit la creșterea duratei de viață a plasmei.

Bohm a introdus o formulă semiempirică a coeficientului de difuzie transversală:

$$D_B = \frac{1}{16} \frac{k_B T_e}{eB}, \quad \tau_B = \frac{1}{2} \left(\frac{L}{v} \right)^2 7.52$$

unde D_B este coeficientul de difuzie transversală Bohm, k_B constanta Boltzmann și e sarcina electrică elementară. Timpul de difuzie calculat cu ajutorul coeficientului de difuzie Bohm (formula 7.10 și problema 7.1), se numește timp de difuzie Bohm, τ_B , și este un parametru de referință în studiul difuziei în diferite instalații cu plasmă puternic ionizată și confinată cu ajutorul câmpului magnetic.

Difuzia Bohm poate fi explicată ușor dacă se ține seama de driftul electric, $(\vec{E} \times \vec{B})/B^2$, ce poate să apară datorită câmpurilor electrice cauzate de fluctuațiile rezultate din mișcarea termică a particulelor plasmei. Instalațiile cu plasmă confinată magnetic sunt proiectate cu grijă ca liniile de câmp magnetic să se închidă în volumul incintei cu plasmă, acestea fiind paralele cu pereții incintei. Câmpurile electrice care acționează pentru a încălzi plasma sunt orientate astfel încât viteza de drift electric să nu fie orientată spre pereții incintei. Totuși, datorită mișcării termice, în plasmă pot să apară fluctuații ale densităților de particule încărcate care să ducă la apariția de câmpuri electrice locale (în regiuni de dimensiuni comparabile cu lungimea Debye). Acțiunea câmpurilor electrice locale cumulată cu cea a câmpului magnetic poate duce la apariția de viteze de drift electric orientate spre pereții incintei cu plasmă. Astfel, dacă se consideră că pe distanțe caracteristice neomogenității spațiale a plasmei, λ , pot să apară câmpuri electrice cu o diferență de potențial de ordinul $k_B T_e/e$ și intensitate $k_B T_e/e\lambda$, viteza de drift electric rezultantă va fi $v_B \propto k_B T_e/e\lambda B$, rezultând un flux de particule de densitate:

$$\Gamma_B = n_0 v_B \propto \frac{k_B T_e}{eB} \frac{n_0}{\lambda} = \frac{k_B T_e}{eB} |\nabla n_0|,$$

de unde rezultă expresia 7.52 pentru coeficientului de difuzie Bohm. Valoarea $1/16$ a factorului de proporționalitate nu este explicată de nici un model teoretic, ea fiind stabilită experimental.

În figura 7.7 este schițat modul în care poate apărea un drift electric spre exteriorul unei coloane cilindrice de plasmă puternic ionizată în urma acțiunii unui câmp electric local care la rândul său este produs de separarea azimutală de sarcini datorată driftului diamagnetic. În mod natural în coloana de plasmă confinată magnetic există un gradient radial de densitate spre centru. Datorită diferenței în vitezele de difuzie a ionilor și electronilor apare pe direcție radială un câmp electric a cărui intensitate $\vec{E}_r$ este îndreptată spre centrul coloanei. Acțiunea acestui câmp electric are ca efect un drift electric azimutal al plasmei cu viteza $\vec{v}_\theta$ paralelă cu pereții incintei care conține coloana de plasmă. Acest drift nu contribuie la pierderile de particule din plasmă. Există însă o componentă azimutală a câmpului electric care apare datorită separării de sarcini electrice ca urmare a driftului diamagnetic. După cum am arătat în secțiunea 7.4, vitezele de drift diamagnetic ale electronilor și ionilor sunt opuse și au în cazul prezentat în fig. 7.7 direcția azimutală. Ca urmare a acestui fapt apare o separare a sarcinilor electrice în direcție azimutală, fapt care duce la apariția unui câmp electric azimutal de intensitate $\vec{E}_\theta$ și a driftului electric cu viteza $\vec{v}_B$ spre exteriorul coloanei de plasmă, spre pereții incintei cu plasmă.

7.8. Difuzia neoclastică

Difuzia plasmei puternic ionizate confinată magnetic poate să aibă, în diferite cazuri particulare, trăsături mult mai complexe decât cele schițate anterior. Astfel, particulele captate de câmpul magnetic au o mișcare în plan perpendicular pe liniile de câmp mult mai complexă. Dacă se urmărește mișcarea centrului de rotație a mișcării particulelor captate în câmp magnetic în plan transversal pe liniile de câmp se constată că traiectoria acesteia este o curbă închisă. Ciocnirile au ca efect trecerea particulelor de pe o curbă pe alta, astfel încât difuzia nu mai este controlată de mărimea razei Larmor ci de dimensiunile caracteristice a curbelor închise descrise de centrele de rotație a acestora. Acest tip de difuzie a primit denumirea de "difuzie neoclastică".

În figura 7.8 este prezentată configurația câmpului magnetic într-o instalație experimentală de confinare magnetică toroidală a plasmei. Pentru eliminarea driftului de curbura și de gradient a câmpului magnetic liniile de câmp sunt răsucite prin adăugarea unei componente azimutale la câmpul magnetic axial. În plan transversal există un gradient de câmp magnetic spre peretele interior al camerei toroidale, fapt care face ca centrele de rotație ale particulelor trapate în câmpul magnetic să descrie în acest plan, în cursul mișcării lor în lungul liniilor de câmp, traiectorii închise sub formă de banană. Aceste traiectorii sunt situate în partea exterioară a camerei toroidale unde sunt captate particulele mai puțin energetice. Ca urmare, difuzia transversală va fi controlată de lărgimea acestor traiectorii sub formă de banană și nu de raza Larmor.

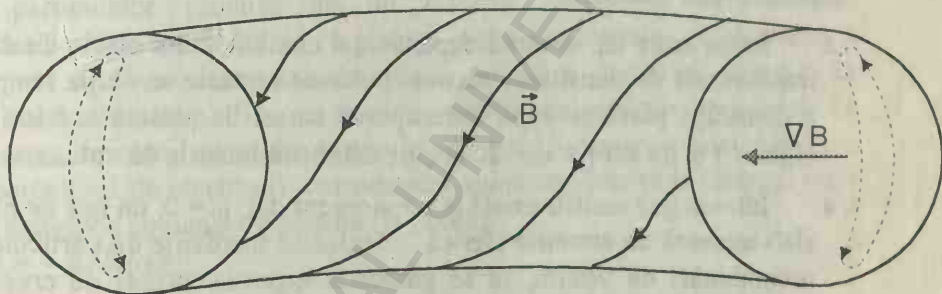


Figura 7. 8 Difuzia neoclasică într-o instalație cu confinare magnetică toroidală a plasmelor de interes în experimente de fuziune nucleară. Traiectoriile descrise de centrele de rotație a particulelor captate în câmpul magnetic sunt reprezentate schematic cu linie punctată.

Probleme

7.1 Să se estimeze timpul de difuzie pentru o coloană cilindrică de plasmă.

*Indicație**: Se poate folosi ecuația de continuitate, considerând densitatea de flux în direcție radială exprimată de legea lui Fick și

* Pentru o demonstrație riguroasă rezolvați prin metoda separării variabilelor ecuația de difuzie nestaționară în coordonate cilindrice

estimând gradientul radial de densitate ca $\partial n / \partial r = n / R$, unde R este raza coloanei de plasmă și n densitatea plasmei.

$$R: \tau_D = R^2 / 2D.$$

7.2 Să se arate că, spre deosebire de plasmăle în care pierderile de particule au loc predominant prin difuzie și recombinare la pereți, în care evoluția temporală a densității după ce sursa de plasmă își încetează acțiunea este de forma $n(t) = n(0)\exp(-t/\tau_d)$, unde τ_d este timpul de difuzie, în plasmăle în care pierderile de particule au loc preponderent prin recombinații de volum evoluția temporală a densității după ce sursa de plasmă își încetează acțiunea este de forma: $n(t) = 1/(1/n(0) + \alpha t)$, unde α este coeficientul de recombinare în volum a particulelor plasmei.

7.3 Să se arate că, datorită dependenței coeficientului clasic de difuzie transversală de densitatea plasmei puternic ionizate, evoluția temporală a densității plasmei după întreruperea sursei de plasmă are loc după legea $1/t$ și nu $\exp(-t/\tau_D)$. Se neglijează recombinațiile de volum.

7.4 Într-un gaz neutru există la un moment dat, $t_0 = 0$, un nor de plasmă slab ionizată de simetrie sferică. Neglijând pierderile de particule prin recombinații de volum, să se găsească expresia vitezei de creștere a razei pătratică medie a norului de plasmă datorită difuziei ambipolare a acestuia (coeficientul de difuzie ambipolară este D_a). Raza pătratică medie a norului de plasmă este definită de relația:

$$r_{pm}^2 = \int_0^\infty r^2 n(r) dV / \int_0^\infty n(r) dV,$$

unde $n(r)$ este distribuția de densitate a norului de plasmă și dV este elementul de volum care în condițiile simetriei sferice poate fi considerat $dV = 4\pi r^2 dr$.

$$R: dr_{pm} / dt = (1/2r_{pm}) \cdot d(r_{pm}^2) / dt = 3D_a / r_{pm}.$$

7.5 Un strat plan de plasmă slab ionizată de grosime L este caracterizat în geometrie unidimensională de o distribuție de densitate de forma: $n(x) \leq n_0 \cos(\pi x / L)$, unde $x \in [-L/2, L/2]$. Plasma pierde particule prin difuzie la pereți și prin recombinații de volum.

a) Pentru ce valoare a densității plasmei rata de pierderi prin difuzie la

pereți este egală cu rata de pierderi prin recombinații de volum?

b) Considerându-se valoarea densității plasmei în centrul stratului de plasmă de două ori mai mare decât valoarea găsită la punctul a) să se calculeze densitatea de flux de particule la pereți.

c) Care este distribuția ratei de ionizare ce menține plasma staționară? Care este valoarea acesteia în centrul stratului de plasmă?

Se vor considera valorile $L = 2\pi$ cm, coeficientul de difuzie ambipolară $D_a = 4000$ cm²s⁻¹ și coeficientul de recombinație $\alpha = 10^{-9}$ cm³s⁻¹.

R: a) $n = \pi^2 D_a / L^2 \alpha$; b) $\Gamma(L/2) = D_a n_0 \pi / L$;

c) $v_{iz} = \pi^2 D_a / L^2 + \alpha n$.

- 7.6 O coloană cilindrică de plasmă este formată prin difuzia ambipolară a particulelor produse de un fascicul energetic de electroni. Considerând raza coloanei de plasmă a și a fascicului de electroni b ($b \ll a$) să se determine distribuția radială a densității plasmei în coloană. *Indicație:* Se va rezolva ecuația de difuzie staționară în absența oricărei surse de particule (neglijând dimensiunea radială a fascicului de electroni), considerând valoarea densității plasmei nulă la marginea coloanei de plasmă (la pereți).

R: $n = n_0 \ln(a/r)$

- 7.7 Plasma slab ionizată a coloanei pozitive a unei descărcări luminescente în heliu la presiunea $p = 1$ torr este caracterizată de temperatura electronilor $k_B T_e = 3$ eV și densitatea în centru $n_0 = 10^{10}$ cm⁻³. Considerând frecvența ciocnirilor elastice constantă (independentă de viteza electronilor), $\nu_e = 9 \cdot 10^9$ s⁻¹, să se estimeze:

a) Valorile coeficienților de mobilitate și de difuzie liberă a electronilor
b) Valoarea densității curentului electric în centrul coloanei dacă intensitatea câmpului electric axial este $E_z = 2,5$ V/cm. Se neglijează contribuția mișcării de drift electric a ionilor.

R: a) $D_e = 58$ m²/s; $\mu_e = 19,3$ m²/Vs; b) $j_e = 0,77$ mA/cm².

- 7.8 Să se estimeze raportul dintre valorile coeficientului clasic de difuzie transversală și, respectiv, coeficientului de difuzie Bohm pentru o plasmă total ionizată cu densitatea $n_0 = 10^{12}$ cm⁻³ și rezistivitatea

transversală $\eta_{\perp} = 10^{-4} \Omega\text{cm}$ într-un câmp magnetic de inducție $B = 0,1$ T.

R: $D_B/D_{\perp} = 31,25$

Bibliografie

- ^{7.1} F. F. Chen, *Introduction to plasma Physics* (Plenum Press, NY, 1974) cp. 5
- ^{7.2} Essam Nasser, *Fundamentals of Gaseous Ionization and plasma Electronics* (Ed. Sanborn C. Brown, Wiley-Interscience, NY 1971), cp. 4
- ^{7.3} Nicholas A. Krall, Alvin W. Trivelpiece, *Principles of Plasma Physics* (McGraw-Hill Book Company, NY 1973) cp. 6
- ^{7.4} E. H. Holt, R. E. Haskell, *Plasma Dynamics* (The Macmillan Company, NY 1965) cp. 7, 10.
- ^{7.5} Yuri P. Raizer, *Gas Discharge Physics* (Springer Verlag, Berlin 1991) cp. 2
- ^{7.6} Ioan-Ioviț Popescu, Iancu Iova, Emil Toader, *Fizica Plasmei și Aplicații* (Ed. Stiințifică și Enciclopedică, București 1981) cp. 5.6
- ^{7.7} Ioan Ioviț Popescu, Dumitru St. Ciubotaru, *Bazele Fizicii Plasmei* (Ed. Tehnică, București, 1987) cp. 7

8 Metode și instalații de producere a plasmelor în laborator

Producerea și menținerea în stare staționară a plasmei din laborator este o problemă dificilă datorită echilibrului fragil caracteristic acestor sisteme. Plasmele pierd permanent energie și particule prin radiație electromagnetică și difuzie de particule. Ca urmare este necesară suplinirea acestor pierderi prin transfer de energie și, eventual, particule de la surse externe plasmei. După cum vom vedea pe parcursul capitolului, acest lucru se poate face în mai multe moduri, funcție de natura surselor de energie și particule utilizate.

În prima parte a acestui capitol sunt prezentate plasmale de temperatură joasă produse prin descărcări electrice în gaze rarefiate în diferite regimuri de descărcare (descărcare luminiscentă, în arc, corona), în care plasma este menținută în stare staționară datorită acțiunii câmpului electric al unei surse de curent electric. În cea de-a doua parte a capitolului sunt prezentate două dispozitive cu plasmă realizate prin sinteza dintre electronii și ionii pozitivi emiși de aceeași sursă, un catod încălzit la termoeimisie electronică, iar în ultima parte sunt prezentate principiile generale de obținere a plasmei de interes termonuclear.

8.1 Producerea plasmelor de temperatură joasă

Așa cum este arătat în secțiunea 7.6, starea staționară a unei plasme poate fi obținută în sistemele în care particulele încărcate electric, electronii și ionii, sunt rezultatul ionizărilor atomilor neutri în ciocnirile inelastice ale acestora cu electronii energetici ai plasmei. Ca rezultat al ionizărilor, dar și a ciocnirilor inelastice de excitare a atomilor, electronii pierd energie, ceea ce înseamnă că pentru a menține plasma staționară gazul electronic trebuie încălzit, deci este necesar un transfer de energie de la o sursă de energie la electronii plasmei. În majoritatea cazurilor, încălzirea electronilor plasmei se realizează cu ajutorul câmpului electric continuu sau alternativ generat de o sursă de curent electric. Ionii pozitivi și negativi, deși sunt acționați de câmpul electric al surselor de curent, nu

absorb decât o parte infimă din energia acestora (capitolul 7) datorită mobilității lor extrem de mici în raport cu cea a electronilor. Cu alte cuvinte, electronii constituie componenta activă a plasmelor descărcărilor electrice în gaze, cea care asigură transferul de energie de la sursa externă de curent la plasmă și care controlează producția plasmei prin ionizarea gazului neutru.

În această secțiune sunt prezentate plasmale descărcării luminiscente în curent continuu, a descărcării electrice în curent alternativ, precum și plasmale arcului electric și a descărcării corona. De asemenea sunt prezentate metode folosite pentru mărirea eficienței producției de plasmă, în instalația cu confinare magnetică multipolară și în descărcarea luminiscentă cu catod cavitat.

8.1.1 Plasma descărcărilor electrice în gaze

Așa cum am arătat încă din capitolul introductiv, gazele rarefiate devin bune conducătoare de electricitate dacă sunt supuse la câmpuri electrice continue sau alternative suficient de intense. Valoarea critică a intensității câmpului electric la care se produce trecerea bruscă a gazului în stare de plasmă, respectiv, are loc ceea ce se cheamă străpungerea electrică, depinde de natura gazului prin potențialul de ionizare (respectiv coeficientul α Townsend) și de geometria sistemului de electrozi cu ajutorul căruia se realizează structura de câmp electric. Densitatea curentului electric care circulă prin descărcare, odată ce s-a realizat străpungerea gazului, depinde de rezistența totală a circuitului de descărcare, și poate varia într-un domeniu larg de la 10^{-10} A/cm² la 10^{-2} A/cm². Valoarea intensității curentului prin descărcare determină gradul de ionizare a gazului și regimul descărcării. În figura 8.1 (b) este prezentată caracteristica curent-tensiune tipică a unei descărcări electrice a cărei circuit este prezentat schematic în fig. 8.1 (a). Intensitatea curentului prin circuit (respectiv, densitatea de curent electric în descărcare, $j = I/S$) este controlată în principal de rezistența R a rezistorului din circuitul de descărcare și de tensiunea electromotoare a sursei de curent continuu, E . Ecuația tensiunii la bornele tubului de descărcare, U , este:

$$U = E - RI, \quad 8.1$$

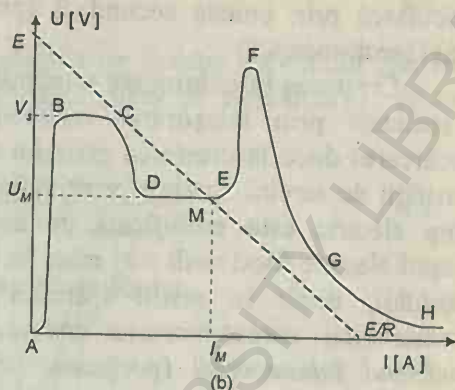
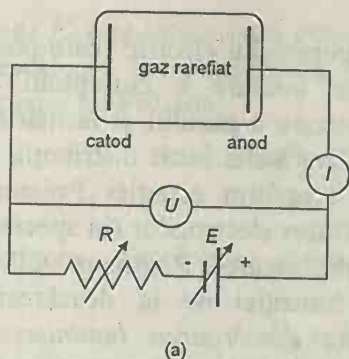


Figura 8. 1 Schema circuitului electric a unei descărcări electrice în gaz rarefiat (a). Caracteristica curent-tensiune pentru un domeniu larg de valori ale intensității curentului electric (b). B –străpungerea electrică a gazului; BC –descărcare Townsend întunecată; CD –tranziție spre descărcarea luminiscentă; DE –descărcare luminiscentă normală; EF –descărcare luminiscentă anormală; FG –tranziție spre descărcarea în arc electric; GH –descărcarea în arc electric.

și este reprezentată în graficul din fig. 8.1 (b) printr-o dreaptă numită dreaptă de sarcină.

La valori mari ale rezistenței R , și la valori ale tensiunii de descărcare egale cu tensiunea de străpungere a gazului, V_s , densitatea curentului electric poate varia într-un domeniu destul de larg (10^{-10} – 10^{-5} A/cm²), fără ca densitatea de sarcină electrică a electronilor și ionilor pozitivi ai plasmelor să modifice distribuția câmpului electric între electrozi. În acest regim descărcarea se numește *Townsend întunecoasă*, gradul de ionizare a gazului fiind atât de mic, încât lumina emisă ca urmare a excitării atomilor neutri în ciocnirile cu electronii este imposibil de observat cu ochiul liber. Deoarece densitatea sarcinilor electrice este foarte mică, câmpul electric este distribuit uniform în spațiul dintre cei doi electrozi, ca în cazul condensatorului plan în vid, intensitatea acestuia fiind V_s/d , unde d este distanța dintre plăci. Această valoare a intensității câmpului electric asigură o multiplicare în avalanșă a electronilor în ciocnirile inelastice de ionizare ale acestora cu atomii (respectiv o valoare corespunzătoare a primului coeficient Townsend) suficient de mare pentru ca ionii pozitivi produși și accelerați spre electrodul negativ (catod) să

înlocuiască prin emisie secundară (proces γ la catod) electronii emiși inițial (secțiunea 6.5).

Creșterea în continuare a intensității curentului electric (care poate fi realizată prin micșorarea rezistenței de limitare a curentului de descărcare) duce la creșterea gradului de ionizare a gazului și la mărirea densității de sarcini spațiale pozitive și negative astfel încât distribuția de câmp electric este modificată de acestea (conform ecuației Poisson), câmpul electric fiind mult mai mare în vecinătatea electrozilor (în special a catodului) decât în restul spațiului de descărcare. Regiunea CD a caracteristicii curent-tensiune corespunde tranziției de la descărcarea *Townsend întunecoasă* (porțiunea BC) spre *descărcarea luminescentă normală* (porțiunea DE), în care creșterea densității sarcinilor spațiale din apropierea catodului (care determină creșterea intensității câmpului electric în vecinătatea catodului) are ca efect scăderea tensiunii de descărcare odată cu creșterea intensității curentului electric*. Deoarece câmpul electric se concentrează în vecinătatea catodului randamentul multiplicării în avalanșă și a proceselor de emisie γ la catod crește, fapt care duce la scăderea valorii tensiunii de descărcare. În figura 8.2 este ilustrat efectul de modificare a distribuției câmpului electric în vecinătatea catodului datorită prezenței sarcinii spațiale pozitive. Modul în care densitatea de sarcină pozitivă din fața catodului modifică distribuția câmpului electric poate fi descris într-un model electrostatic unidimensional foarte simplu. Neglijând sarcina spațială a electronilor, densitatea de sarcină pozitivă în vecinătatea catodului este:

$$n_i = j_i / ev_i, \quad 8.2$$

unde j_i este densitatea de curent ionic (care, în condițiile neglijării curentului electronic poate fi aproximată cu densitatea totală de curent, $j_i \cong j$). Dacă stratul de sarcină spațială este colizional^{8,1}, atunci viteza de drift a ionilor este controlată de acțiunea câmpului electric și de ciocnirile ionilor cu atomii neutri și este dată de relația:

* În această regiune descărcarea este caracterizată prin rezistență dinamică negativă. Rezistența dinamică este definită de derivata la caracteristica curent-tensiune: $R_d = dU/dI$, respectiv prin tangenta la graficul caracteristicii curent-tensiune în punctul de funcționare a descărcării.

$$v_i = \mu_i E_z, \quad 8.3$$

unde E_z este intensitatea câmpului electric pe direcția curentului electric de descărcare (perpendiculară pe electrozii plani ai descărcării). Folosind ecuația lui Poisson:

$$\frac{dE_z}{dz} = \frac{e(n_i - n_e)}{\epsilon_0} \cong \frac{j}{\epsilon_0 \mu_i E_z}, \quad 8.4$$

obținem o distribuție a câmpului electric de forma:

$$E_z = E_c \left(1 - \frac{z}{l_c} \right)^{1/2} \quad 8.5$$

unde E_c este valoarea intensității câmpului electric la suprafața catodului și l_c este lungimea regiunii catodice de sarcină spațială pozitivă ($E_z(l_c) \cong 0$, $l_c < d$). Astfel, câmpul electric este concentrat cu preponderență în regiunea de sarcină spațială pozitivă din fața catodului, în restul spațiului de descărcare intensitatea câmpului electric având o valoare mult mai mică, valoare care să asigure ionizarea gazului în vederea menținerii curentului electric prin descărcare.

Regiunea DE a caracteristicii curent-tensiune corespunde *descărcării luminescente normale*. Caracteristică acestui regim este menținerea constantă a tensiunii de descărcare odată cu creșterea intensității curentului electric. În acest regim, la curenți de descărcare mici, procesele de emisie γ de electroni au loc cu preponderență în partea centrală a catodului. Odată cu creșterea intensității curentului electric are loc și creșterea

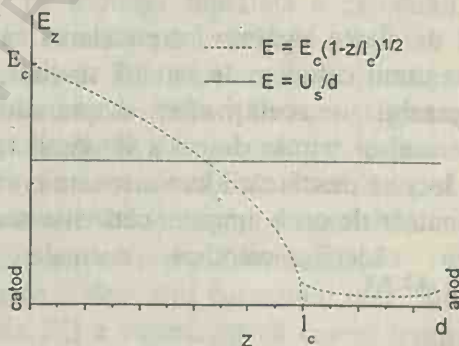


Figura 8.2 Efectul sarcinii spațiale pozitive din fața catodului asupra distribuției intensității câmpului electric axial în spațiul dintre electrozii descărcării.

suprafeței active (emisive de electroni) a catodului, astfel încât densitatea de curent ca și căderea de tensiune pe sarcina spațială din fața catodului (*densitate de curent normală*, j_n , și, respectiv, *cădere catodică normală*, U_n) se mențin constante. Valorile acestor mărimi sunt dependente de natura gazului și a materialului catodului. Caracteristic descărcării luminescente este că cea mai mare parte a tensiunii câmpului electric dintre electrozi este distribuită pe sarcina spațială pozitivă din fața catodului, regiune unde au loc fenomenele esențiale pentru automenținerea descărcării. Aceste fenomene sunt ionizări în volum prin avalanșe Townsend și procesele de emisie γ la catod. Într-un model simplificat se consideră intensitatea câmpului electric pe toată lungimea căderii catodice, l_c , constantă și egală cu valoarea minimă care asigură condiția de automenținere a descărcării, E_c (ecuația 6.115). În acest caz, utilizând relația 6.90 pentru valoarea coeficientului α Townsend, se obține următoarea relație pentru căderea catodică normală (problema 8.1):

$$U_{cn} = \frac{Bpl_c}{C + \ln(pl_c)}, \quad 8.6$$

unde constanta C este dată de relația:

$$C = \ln[A / \ln(1 + 1/\gamma_i)]. \quad 8.7$$

Relația 8.6 stabilește legătura între căderea catodică normală și lungimea redusă* a regiunii catodice de sarcină spațială, l_{cp} . Se observă că mărirea presiunii gazului are același efect asupra căderii catodice normale ca și mărirea de același număr de ori a lungimii l_c . Astfel, creșterea presiunii gazului de lucru a descărcării luminescente normale are ca efect micșorarea de același număr de ori a lungimii căderii catodice. În tabelul 8.1 sunt date valori ale căderii catodice normale pentru diferite perechi gaz-electrod^{8.2, 8.3}.

* În fizica descărcărilor în gaze sunt introduși așa numiți parametri reduși, care sunt combinații ale diferiților parametri fizici, ca de exemplu pL , j/R , etc. (j – densitatea de curent electric, R – rază tubului de descărcare). Acești parametri permit stabilirea unor legi de similitudine a descărcărilor, folosirea lor reducând numărul de parametri macroscopici independenți caracteristici unei descărcări.

Tabelul 8.1 Valori ale căderii catodice normale (Volți)

Gaz Catod	aer	Ar	He	N ₂
Al	229	100	140	180
Cu	370	130	177	208
Fe	269	165	150	215
Ni	226	131	158	197
Pt	277	131	165	216

Lungimea redusă a căderii catodice normale este de asemenea o mărime dependentă de gazul de lucru și materialul catodului. În tabelul 8.2 sunt date valorile lungimii căderii catodice normale, $(l_{cp})_n$, în *cm-torr* pentru catodi din Al și Fe și câteva gaze^{8.1, 8.2}.

Tabelul 8.2 Valori ale lungimii catodice normale (torr-cm)

Gaz Catod	aer	Ar	He	N ₂
Al	0,25	0,29	1,32	0,31
Fe	0,52	0,33	1,30	0,42

Mărind valoarea intensității curentului electric prin descărcare, din momentul în care întreaga suprafață a catodului devine activă (procese de emisie secundară γ_i au loc pe întreaga suprafață a catodului), crește și tensiunea de descărcare și descărcarea intră în regimul *descărcării luminescente anormale* (porțiunea EF a caracteristicii curent-tensiune). Creșterea intensității curentului de descărcare în acest regim nu se poate face decât prin mărirea tensiunii de descărcare, respectiv a căderii de potențial pe sarcina spațială din fața catodului, astfel încât să se asigure randamente mai mari de ionizare în volum și de emisie de electroni la catod (mărirea valorilor coeficienților α și γ_i Townsend).

Creșterea în continuare a densității curentului electric la valori de ordinul a 1 A/cm² (porțiunea FG a caracteristicii curent-tensiune din fig. 8.1) este însoțită de modificarea fenomenelor care asigură continuitatea curentului la catod, tensiunea de descărcare scăzând drastic la valori de ordinul zecilor de volți sau chiar de câțiva volți. Descărcarea trece în acest caz în regim de *arc electric* (porțiunea GH), regim în care catodul emite

electroni prin termoemisie datorită încălzirii sale, prin bombardament ionic, la temperaturi foarte mari. Astfel, valoarea mare a densității de curent electric, la o tensiune de descărcare relativ mică, este asigurată de emisia termică de electroni la catod și de gradul mare de ionizare a gazului. În acest regim, descărcarea necesită un transfer mare de energie electrică de la sursa de curent, o mare parte din această energie fiind transformată în cele din urmă în căldură.

8.1.2 Plasma descărcării luminescente

Aspectul luminos al unei descărcări luminescente este complex, plasma care se formează în spațiul dintre electrozi fiind extrem de neomogenă în direcție axială. În fig. 8.3 sunt prezentate regiunile tipice* ale unei descărcări luminescente, precum și distribuțiile intensității luminii emise în direcție radială, ale intensității și potențialului câmpului electric în spațiul dintre electrozi. Se disting mai multe regiuni întunecate alternând

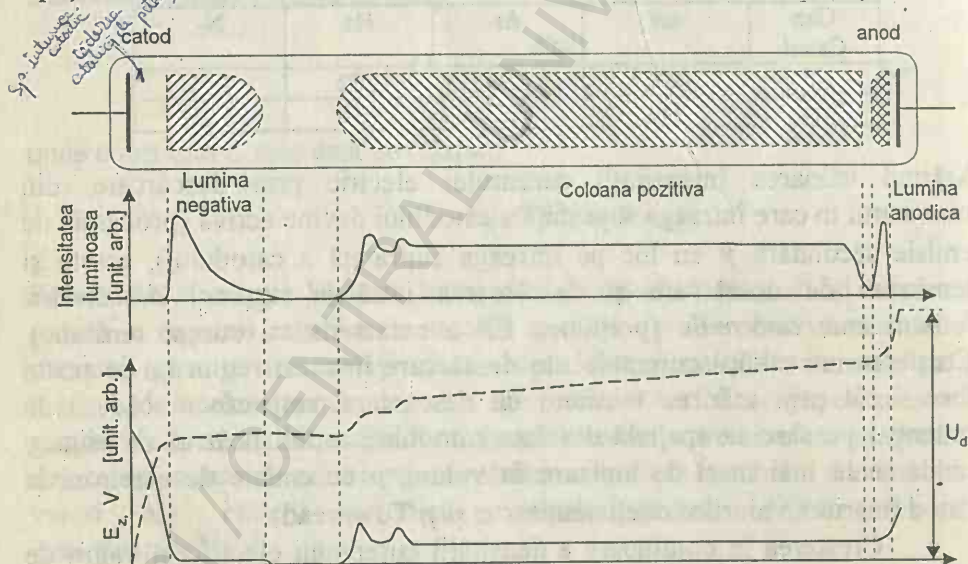


Figura 8.3 Regiunile tipice ale unei descărcări luminescente

* Nu întotdeauna se formează toate părțile descărcării luminescente. Dacă distanța dintre electrozi este mică, părțile anodice ale descărcării (coloana pozitivă și lumina anodică) nu se mai formează. În schimb, părțile catodice ale descărcării (căderea catodică și lumina

cu altele luminoase. Astfel, în apropierea catodului se formează regiunea de sarcină spațială descrisă în secțiunea precedentă, și care apare ca o regiune întunecoasă. Această regiune este numită *spațiul întunecos catodic* și pe ea se dezvoltă căderea catodică de potențial. În acest spațiu are loc accelerarea electronilor spre anod și respectiv accelerarea ionilor pozitivi spre catod.

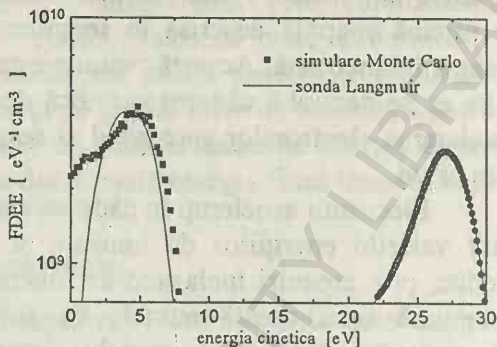
Electronii accelerați în căderea catodică au energii care depășesc cu mult valorile energiilor de ionizare și excitare a atomilor astfel încât produc, prin ciocniri inelastice de ionizare și excitare, o plasmă densă și luminoasă care poartă numele de *lumină negativă*, regiune care se formează în continuarea spațiului întunecos catodic. Valori tipice ale densității plasmei luminii negative sunt situate în jurul a 10^{11} electroni/cm³, cu un ordin mai mare decât valorile tipice ale densității plasmei coloanei pozitive. Gradul mare de ionizare al plasmei luminii negative se datorează electronilor energetici proveniți din căderea catodică. Acești electroni au energii mari și, la presiuni mici ale gazului atomilor neutri, formează așa numita componentă de fascicul** a electronilor luminii negative. Electronii mai puțin energetici, rezultați din ionizări și alte procese elementare neelastice (în principal, excitări ale atomilor neutri), sunt cei care formează marea majoritate a electronilor plasmei luminii negative și distribuția lor energetică se apropie de distribuția Maxwell. Valorile tipice ale temperaturii acestor electroni sunt situate în jurul valorii de 1 eV.

Plasma luminii negative se formează și în descărcarea luminiscentă cu catod termoemisiv. În acest caz căderea catodică de potențial pe sarcina spațială din vecinătatea catodului este de ordinul primului potențial de ionizare a gazului în care are loc descărcarea. În figura 8.4 este prezentată funcția de distribuție după energia cinetică a electronilor (FDEE) obținută prin măsurători de sondă Langmuir și prin simulări Monte Carlo pentru o descărcare luminiscentă cu catod termoemisiv în heliu^{8.4}. Se pot observa două grupe izotrope de electroni: ① un grup de electroni primari cu energia

negativă) sunt esențiale pentru automenținerea descărcării și nu pot lipsi din nici o formă a descărcării.

** Dacă drumul liber mediu pentru ciocnirile elastice este mult mai mare decât lungimea căderii catodice, atunci electronii proveniți din căderea catodică sunt accelerați de câmpul electric axial și au viteze preponderent pe direcție axială, formând astfel un fascicul de electroni.

cinetică în jur de 26 eV, care provin de la catod și au acumulat energie cinetică în urma accelerării lor în câmpul electric al căderii catodice și 2) un grup de electroni cu energii mici, care provin din procesele de ionizare și excitare a atomilor de heliu în ciocniri inelastice cu electronii primari energetici.



Câmpul electric în plasma luminii negative are valori foarte mici datorită conductivității electrice bune a acestei plasmă și difuziei ambipolare axiale. Ca urmare, electronii lenți care au rezultat din ionizări și excitări sunt accelerați mai puțin spre anod, fapt care duce la formarea spre anod a unei regiuni cu puține excitări și ionizări, spațiul întunecat Faraday. Datorită difuziei ambipolare puternice, în această regiune câmpul electric este foarte mic, el putând să aibă chiar valori negative^{8.5}. Intensitatea câmpului electric în acest caz este orientată spre anod astfel încât acesta frânează difuzia electronilor spre acest electrod.

Pentru a menține continuitatea curentului electric, spre anod câmpul electric crește din nou dând naștere la o nouă regiune luminoasă a descărcării, coloana pozitivă. Aceasta se prezintă ca o regiune de plasmă slab ionizată, gradul de ionizare variind în jurul valorii de 10⁻⁶. În cazul descărcărilor electrice în gaze rare plasma coloanei pozitive este destul de omogenă axial cu excepția capătului dinspre catod. Acest capăt catodic al coloanei pozitive prezintă câteva striatii puternic amortizate spre anod ilustrate în fig. 8.3 prin maxime și minime ale intensității luminoase și ale intensității câmpului electric. În cazul descărcărilor în gaze moleculare, plasma coloanei pozitive se prezintă sub formă striată.

Curentul electric în plasma coloanei pozitive este asigurat de driftul electronilor sub acțiunea câmpului electric axial a cărui intensitate are valori tipice de ordinul câtorva V/cm. Valoarea intensității câmpului

electric crește odată cu presiunea gazului și cu micșorarea razei tubului de descărcare.

Plasma

coloanei pozitive este menținută în stare staționară datorită ciocnirilor inelastice de ionizare dintre electroni și atomii neutri. Din acest motiv caracterizarea

electronilor este esențială pentru descrierea acestei plasmă.

Măsurători efectuate cu ajutorul sondei Langmuir, ca și rezultate analitice și numerice bazate pe rezolvarea ecuației cinetice a electronilor, au arătat că funcția de distribuție după energia cinetică a electronilor coloanei pozitive este apropiată de funcția de distribuție Maxwell. Așa cum este arătat în fig. 8.5, funcția de distribuție a electronilor în plasma coloanei pozitive este asemănătoare cu funcția de distribuție Maxwell, cu diferența că în regiunea energiilor mari există un număr mai mic de electroni. Din acest motiv nu se poate vorbi de o temperatură corespunzătoare acestei distribuții, electronii fiind departe de echilibru termodinamic. Așa cum este reprezentat tot în figura 8.5, acțiunea câmpului electric axial produce un flux de electroni spre domeniul energiilor mari, flux care este contrabalansat de fluxul invers dat de efectul pierderilor de energie prin ciocniri elastice și inelastice cu atomii neutri. Funcția de distribuție după energii a electronilor poate fi găsită ca soluție a ecuației cinetice Boltzmann (cap. 4), care în forma ei cea mai simplă ține

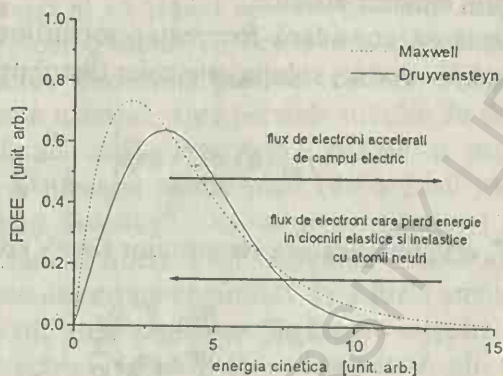


Figura 8.5 Funcțiile de distribuție după energia cinetică a electronilor (FDEE) Maxwell și Druyvensteyn.

* În ciocnirile elastice electronii pierd o fracție mică, cel mult $2m_e/m_a$ (m_e – masa electronului, m_a – masa atomului), din energia lor cinetică. Totuși aceste pierderi sunt importante deoarece frecvența ciocnirilor elastice este cu cel puțin două ordine de mărime mai mare decât frecvențele ciocnirilor inelastice de excitare sau ionizare. Pierderile de energie prin ciocniri elastice sunt importante în principal la presiuni mari.

cont numai de efectul accelerării în câmpul electric și a pierderilor de energie prin ciocniri elastice.

Dacă se consideră frecvența ciocnirilor elastice independentă de viteză, $v_{el}(u) = \text{const.}$, soluția este chiar distribuția Maxwell:

$$f_M(u) = C \cdot \exp\left(-\frac{u}{k_B T_e}\right), \quad 8.8$$

unde $k_B T_e$ este temperatura electronilor (în eV) dată de relația:

$$k_B T_e = \frac{m_a}{3m_e} \frac{e^2 E_z^2}{m_e v_{el}^2}, \quad 8.9$$

C este o constantă de proporționalitate, u energia cinetică a electronilor, $u = m_e v^2/2$, E_z componenta axială a intensității câmpului electric, e sarcina electrică elementară, m_e masa electronului și m_a masa unui atom.

Pentru majoritatea gazelor condiția $v_{el}(u) = \text{const.}$ nu este realistă și ca urmare sunt luate în considerare alte aproximații.

Astfel, în condițiile în care drumul liber mediu a electronilor este considerat independent de energia electronilor, $\lambda_{el} = v / v_{el}(v) = \text{const.}$, ecuația cinetică Boltzmann are ca soluție distribuția Druyvensteyn^{8.6}:

$$f_D(u) = C \cdot \exp\left(-\frac{3m_e}{m_a} \frac{u}{e E_z \lambda_{el}}\right), \quad 8.10$$

unde v_{el} frecvența ciocnirilor elastice electron-atom. În figura 8.5 sunt comparate distribuțiile Maxwell și Druyvensteyn corespunzătoare aceleiași energii cinetice medii $\langle u \rangle = 3/2 k_B T_e$. Se observă că distribuția Druyvensteyn are maximumul deplasat spre energii mai mari, ca efect al acțiunii câmpului electric axial, și în același timp mai puțini electroni în partea energiilor mari, ca efect al pierderilor de energie prin ciocniri elastice. În condițiile în care se iau în considerare pierderile de energie datorită ciocnirilor inelastice, distribuția obținută este și mai sărăcită în electroni în domeniul energiilor mari (mai mari decât energia de excitare a atomilor pe primul nivel excitat).

Lungimea coloanei pozitive este practic nelimitată, cu condiția ca să se asigure gradientul axial al câmpului electric pe toată lungimea ei. Deoarece, în general, se folosesc tuburi de descărcare cilindrice, coloana pozitivă are simetrie cilindrică. Densitatea plasmelor scade în direcție radială din centru, unde are valoarea maximă, spre peretele tubului de descărcare, unde adesea este considerată nulă. Distribuția radială a parametrilor plasmelor este determinată la presiuni relativ mari (de ordinul torrului) de teoria de difuzie ambipolară Schotky^{8.7}, iar la presiuni mici (mai mici decât 10^{-3} torr) de teoria căderii libere a lui Langmuir^{8.8}. Dacă în primul caz mișcarea radială a particulelor este controlată de difuzia ambipolară, în cel de-al doilea caz ciocnirile sunt neglijate, particulele mișcându-se doar sub acțiunea câmpului electric radial a cărui intensitate electrică este determinată de ecuația Poisson.

În cele ce urmează ne vom referi la coloana pozitivă în regim de difuzie ambipolară. Datorită pierderilor prin recombinație a particulelor la pereții tubului de descărcare există o variație radială a densității plasmelor. Deoarece electronii au tendința de a difuza mai repede decât ionii pozitivi, în coloană ia naștere un câmp electric radial de difuzie ambipolară a cărui intensitate E_r este îndreptată spre peretele tubului de descărcare, astfel încât să se frâneze difuzia electronilor și să o accelereze pe cea a ionilor pozitivi. Astfel, potențialul plasmelor scade spre peretele tubului de descărcare, diferența de potențial înregistrată de la centru la perete putând fi aproximată cu ajutorul relației lui Boltzmann:

$$V(0) - V(R) = \frac{k_B T_e}{e} \ln \left(\frac{n(0)}{n(R)} \right), \quad 8.11$$

unde $V(0)$, $V(R)$, $n(0)$ și $n(R)$ sunt potențialul și densitatea plasmelor în centrul și, respectiv, la peretele tubului de descărcare, iar $k_B T_e$ este temperatura electronilor.

Pe de altă parte, suprafața tubului de descărcare se comportă ca orice suprafață flotantă și ca urmare se încarcă negativ față de plasmă la o diferență de potențial egală cu potențialul flotant al plasmelor din vecinătate. Ca urmare, între plasmă și peretele tubului de descărcare se formează un strat de sarcină spațială pozitivă care egalizează densitățile radiale de curent electronic și ionic spre perete (figura 8.6). Distribuția radială a

densității este în principiu, dată de soluția ecuației de difuzie staționară în coordonate cilindrice:

$$D_a \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dn}{dr} \right) = n v_{iz} \quad 8.12$$

unde v_{iz} este frecvența de ionizare calculată cu ecuația 6.133 ($v_{iz} = n_n Z$). Ecuația 8.12 poate fi rearanjată sub forma:

$$\frac{d^2 n}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dn}{dr} - \frac{n}{\lambda_{dif}^2} = 0,$$

unde:

$$\lambda_{dif} = \sqrt{D_a / v_{iz}} \quad 8.13$$

este definită ca lungimea de difuzie ambipolară. Ecuația de mai sus admite, ca soluție analitică, funcția Bessel de ordin 0, $J_0(r/\lambda_{dif})$ adică

$$n(r) = n(0) J_0(r / \lambda_{dif}) \quad 8.14$$

Punând condiția ca densitatea plasmelor să fie nulă la pereții tubului de descărcare și ținând cont că $J_0(x)$ trece prin zero, pentru prima dată, la o valoare a argumentului x al funcției de 2.4, obținem:

$$\lambda_{dif} = R / 2.4 \quad 8.15$$

unde R este raza tubului de descărcare. Folosind ultimele două relații se obține o ecuație care exprimă echilibrul între rata de producție a particulelor plasmelor (electroni) și rata de pierdere a lor prin difuzie radială și recombinări la peretele tubului de descărcare:

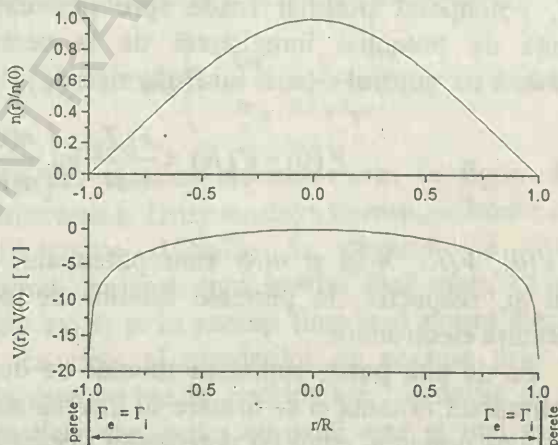


Figura 8.6 Distribuțiile radiale ale densității, $n(r)$, și potențialului plasmelor, $V(r)$ prevăzute de teoria de difuzie ambipolară a coloanei pozitive ($k_B T_e = 3 \text{ eV}$).

$$\nu_{iz} = 5,76 \cdot \frac{D_a}{R^2} = \frac{1}{\tau_a}, \quad 8.16$$

unde $\tau_a = D_a/\lambda_{dif}^2$ se definește ca timpul de difuzie ambipolară a particulelor încărcate ale plasmei din centrul coloanei pozitive la peretele tubului de descărcare.

Deoarece frecvența de ionizare depinde de funcția de distribuție după energie a electronilor, care la rândul ei depinde de intensitatea câmpului electric axial, relația 8.16 conduce în cele din urmă la stabilirea unei expresii cantitative pentru intensitatea câmpului electric axial. În acest caz, frecvența de ionizare poate fi exprimată în funcție de intensitatea câmpului electric redus printr-o relație de forma $\nu_{iz}/p = f(E_z/p)$, unde p este presiunea gazului în care are loc descărcarea. De aici rezultă $E_z/p = f^{-1}(1/p\tau_a)$. Se observă că în limitele teoriei de difuzie intensitatea câmpului electric axial în coloană este independentă de densitatea plasmei, deci și de intensitatea curentului electric prin coloană. Aceasta se întâmplă datorită proporționalității ratelor de generare și de pierdere a particulelor plasmei cu densitatea acestora. Practic, datorită diferitelor efecte dintre care cel mai important este variația temperaturii gazului cu densitatea curentului electric E_z , scade ușor cu creșterea densității curentului de descărcare. La creșterea intensității curentului de descărcare, gazul se încălzește astfel încât densitatea de atomi neutri, N_g , scade (în condițiile în care $p = \text{const.}$). Cum frecvența de ionizare este o funcție de E_z/N_g și nu de E_z/p , rezultă o scădere proporțională a lui E_z . În figura 8.7 este prezentată o caracteristică tensiune-curent pentru coloană pozitivă a unei descărcări în heliu, unde scăderea lui E_z cu intensitatea curentului de descărcare, I_d , poate fi dată, în acest caz, de efectul de ionizare a atomilor metastabili^{8,9}.

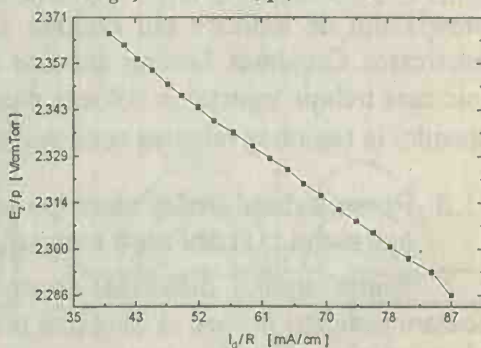


Figura 8.7 Caracteristica volt-amperică a coloanei pozitive în heliu. $p = 1,4$ Torr, $R = 2,3$ cm^{8,8}

Distribuțiile radiale ale densității plasmei (ecuația 8.14) și a potențialului calculat de

relația 8.11. sunt reprezentate în figura 8.6. Teoria de difuzie schițată mai sus nu descrie corect fenomenele care au loc la peretele tubului de descărcare. Astfel, conform ecuației 8.14, ar fi necesar ca potențialul plasmă să scadă la perete spre $-\infty$, pentru ca toți electronii plasmă să fie respinși de acesta (să se realizeze o confinare electrostatică perfectă). Practic, densitatea plasmă nu scade până la zero în vecinătatea peretelui tubului de descărcare, motiv pentru care între plasmă și perete se formează stratul pozitiv de sarcini spațiale în care densitatea electronilor și ionilor scade la zero.

Coloana pozitivă se continuă spre anod cu o nouă regiune a descărcării numită *regiune anodică*. Caracteristicile regiunii anodice depind esențial și de dimensiunile anodului, formând, în cazul anozilor de dimensiuni mici, *lumina anodică*. Plasma luminii anodice se formează în fața anodului ca rezultat al acțiunii câmpului electric mai intens (față de cel al coloanei pozitive) al regiunii de sarcină spațială negativă formate între anod și plasmă. Rolul anodului este de a asigura continuitatea curentului electric prin circuitul de descărcare, el captând electroni din plasma din vecinătatea sa. Fiindcă anodul nu poate să emită ioni pozitivi pentru a asigura neutralitatea plasmă, electronii din vecinătatea anodului sunt accelerați spre acesta, în acest fel mărindu-se producția de ioni pozitivi în regiune, astfel încât mișcarea acestora spre catod să asigure valoarea corespunzătoare a curentului ionic în coloana pozitivă. Căderea de potențial pe sarcina spațială negativă din fața anodului este de ordinul potențialului de ionizare sau excitare a atomilor gazului în care are loc descărcarea. Grosimea luminii anodice depinde de intensitatea curentului ionic care trebuie injectat în coloana pozitivă și de randamentul de ionizare a gazului în regiune (valoarea coeficientului α Townsend).

8.1.3 Plasma descărcării electrice în gaze de joasă presiune în instalația cu confinare magnetică multipolară

Pentru studiul diferitelor fenomene care au loc în plasmă, sunt necesare instalații în care să se obțină plasmă omogenă și staționară într-un volum relativ mare. De asemenea, este necesară obținerea unei densități mari a particulelor încărcate astfel încât lungimea Debye să fie mult mai mică decât dimensiunile caracteristice ale volumului incintei cu plasmă. Majoritatea modelelor teoretice folosite pentru studiul diferitelor

fenomene, în special studiul instabilităților și al propagării diferitelor tipuri de unde, consideră plasma omogenă, izotropă și infinită.

În plus, în multe cazuri sunt neglijate ciocnirile particulelor încărcate cu atomii gazului în care se obține plasma (plasme necolizionale). Astfel, a apărut nevoia obținerii în laborator a unor plasme cu caracteristici cât mai apropiate de cele folosite în modelele teoretice.

Pentru obținerea plasmelor necolizionale trebuie redusă presiunea gazului de lucru, fapt care implicit conduce la micșorarea randamentului ionizării gazului de lucru. Practic, randamentul mic al ionizării* și pierderile de particule la pereții incintelor cu plasmă reprezintă factorii principali care limitează valoarea densității plasmei descărcărilor electrice în gaze la presiune redusă. O metodă de mărire a densității plasmei cu până la două ordine de mărime, menținând în același timp presiunea gazului de lucru redusă (10^{-4} - 10^{-5} Torr), a fost imaginată de Ikezi^{8,10}, care a utilizat câmpul magnetic atât pentru a mări randamentul de ionizare a gazului în care are loc descărcarea cât și pentru a micșora pierderile de particule la pereții incintei.

În figura 8.8 (a) este prezentat schematic dispozitivul cu plasmă imaginat de Ikezi. Într-o incintă din oțel inoxidabil cu dimensiuni caracteristice de ordinul a câtorva zeci de cm, se află un catod termoemisiv (C) constituit dintr-un filament din wolfram încălzit la termoemisie cu ajutorul unei surse de curent continuu (U_f). Incinta este vidată (10^{-6} Torr),

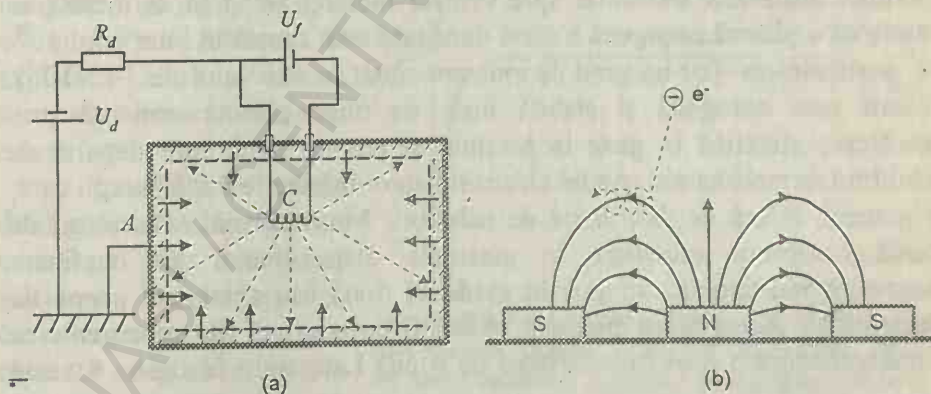


Figura 8.8 Schema de principiu a instalației cu plasmă cu confinare magnetică, dipolară (a); Configurația câmpului magnetic la suprafața anodului și traiectoria unui electron în regiunea de acțiune a câmpului magnetic (b).

după care prin ea este lăsat să curgă** gazul de lucru la presiuni de ordinul 10^{-5} - 10^{-4} Torr. Peretele interior al incintei constituie anodul descărcării (A) și de regulă este legat la masă. Curentul electric prin descărcare se obține de la sursa de curent continuu (U_d), tensiunea de descărcare fiind ceva mai mare decât primul potențial de ionizare a gazului de lucru.

În vid sistemul se comportă ca o diodă cu vid, curentul de descărcare fiind controlat de curentul de emisie electronică a catodului și de căderea de potențial pe sarcina spațială din fața catodului (legea 3/2). În gaz, la presiuni reduse, și în absența câmpului magnetic de la suprafața anodului, ionizarea gazului este mult prea slabă pentru a obține plasmă. Dacă pe suprafața anodului se montează șiruri de magneți alternativ cu polii N și S spre plasmă, atunci în vecinătatea anodului acționează un câmp magnetic cu o configurație a liniilor de câmp ca cea din figura 8.8 (b). Importantă este componenta paralelă cu suprafața anodului a inducției câmpului magnetic, fiind cea care împiedică captarea electronilor de către anod. Totuși electronii care cad pe polii magnetici, unde componenta paralelă cu peretele este mică sau chiar nulă, sunt absorbiți de anod. În schimb, zona în câmpul magnetic dintre poli, unde componenta inducției câmpului magnetic paralelă cu peretele este maximă, electronii au o mișcare de rotație în jurul liniilor de câmp (fig. 8.8 (b)), astfel încât probabilitatea ionizării atomilor gazului neutru crește considerabil.

Plasma care se produce în câmpul magnetic din vecinătatea anodului difuzează ambilolar spre centrul incintei astfel încât incinta se umple cu o plasmă omogenă a cărei densitate este situată în intervalul 10^8 - 10^9 particule/cm³ (cu un grad de ionizare situat în intervalul de 10^{-4} - 10^{-5}). Plasma este omogenă și stabilă însă, ca orice plasmă obținută prin descărcare electrică în gaze la presiuni și curenți mici, este departe de echilibrul termodinamic. Astfel electronii au o distribuție după energii care, în general, diferă de distribuția de echilibru Maxwelliană. Măsurători de sondă Langmuir efectuate în plasmăle dispozitivelor cu confinare magnetică multipolară au pus în evidență două sau chiar trei grupe de electroni^{8,11}. Acest lucru poate fi observat cu ușurință din reprezentarea semilogaritmică a unei caracteristici de sondă Langmuir. În figura 8.9 este

** Pentru a asigura puritatea gazului de lucru se lucrează în flux de gaz, în acest scop gazul fiind introdus în mod controlat în incintă printr-un ventil-ac și apoi tras de pompele de vid.

prezentat graficul logaritmului intensității curentului electric de sondă Langmuir în funcție de tensiunea de polarizare a sondei într-o descărcare în argon la presiunea de 10^{-4} Torr în plasma dispozitivului cu confinare magnetică multipolară din laboratorul de Fizica Plasmei a Universității "Al. I. Cuza" Iași. Din cele două pante ale graficului se observă existența a două grupe de electroni cu distribuții apropiate de distribuția Maxwell (care în reprezentarea semilogaritmică a caracteristicii curent-tensiune ar trebui să fie o dreaptă) cu temperaturile $k_B T_1 = 0,72$ eV și $k_B T_2 = 2,94$ eV. O explicație clară a acestei observații experimentale nu există încă.

În afară de aceste două grupe de electroni mai există un grup izotrop de electroni monoenergetici, cu energia egală cu cea căpătată de electroni în căderea catodică (20–60 eV). Acești electroni provin de la catod, sunt accelerați

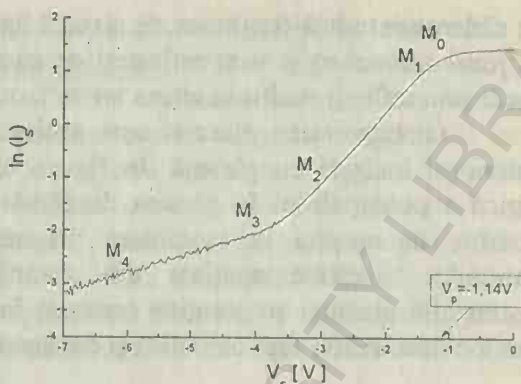


Figura 8.10 Caracteristica curent-tensiune a unei sonde Langmuir plane în plasma cu confinare magnetică multipolară (reprezentare semilogaritmică). Se observă valoarea potențialului plasmei (punctul M_0), ușor negativ față de potențialul anodului. Perechile de puncte M_1, M_2 și M_3, M_4 determină valori de 0,72 eV și, respectiv, 2,94 eV ale temperaturilor celor două grupe de electroni din plasmă.

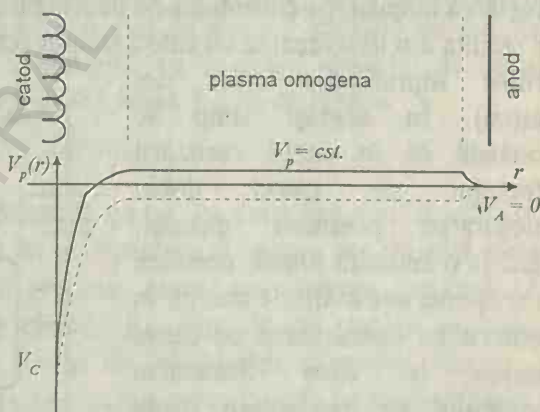


Figura 8.9 Reprezentarea schematică a distribuției potențialului câmpului electric în spațiul dintre electrozii instalației cu plasmă cu confinare magnetică multipolară în cazurile în care căderea anodică de potențial este pozitivă (linia punctată), respectiv, negativă (linia continuă).

în căderea catodică (regiunea de sarcină spațială pozitivă care se formează în jurul catodului) și sunt reflectați de câmpul magnetic de la anod astfel încât prin reflexii multiple viteza lor se izotropizează.

Omogenitatea plasmelor este probată de distribuția de potențial în interiorul incintei cu plasmă. În figura 8.10 este reprezentată distribuția tipică a potențialului în plasma descărcării electrice în gaze la presiuni scăzute în mașina cu confinare magnetică multipolară. Cu excepția sarcinilor electrice spațiale din vecinătatea catodului și anodului, potențialul plasmelor se menține constant în întreg volumul vasului în care are loc descărcare, fapt ce indică și constanta densității plasmelor

8.1.4 Descărcarea electrică luminiscentă cu catod dublu. Efectul catodului cavitat

Descărcarea luminiscentă cu catod dublu constituie de asemenea o modalitate de a obține o plasmă densă la presiuni relativ scăzute (10^{-1} -1 Torr). Dacă într-un tub de descărcare se introduc doi catodi plani aflați față în față (fig. 8.11), la o distanță mică astfel încât plasmelor celor două luminii negative să se suprapună, apare efectul de catod dublu, care constă în creșterea intensității curentului de descărcare la valori mult mai mari decât ar rezulta din descărcarea cu catod simplu (cu aria suprafeței egală cu suma ariilor suprafețelor celor doi catodi). În același timp se constată că în cazul realizării efectului de catod dublu micșorarea presiunii gazului, până la o anumită limită, conduce la creșterea densității de curent, în contrast cu descărcarea cu catod simplu la care densitatea curentului de descărcare scade odată cu scăderea presiunii gazului.

Pentru a înțelege esența

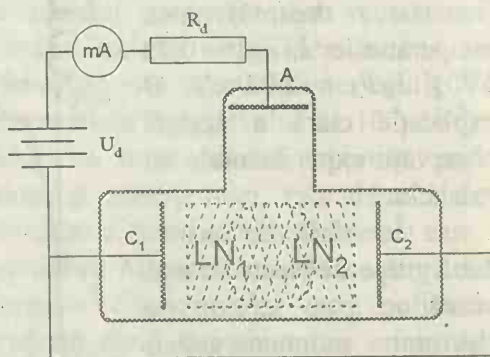


Figura 8.11 Schema electrică a unei descărcări luminiscente cu catod dublu.

* Variația spațială a potențialului plasmelor poate fi pusă în legătură cu variația spațială a densității plasmelor cvasineutre, conform unei relații de tipul 8.11 (distribuția Boltzmann)

fenomenelor care au loc în descărcarea cu catod dublu ne vom referi pe scurt la teoria căderii catodice anormale ($U_c > U_{cn}$) în descărcarea luminiscentă cu catod simplu. Putem considera catodul un electrod polarizat foarte negativ față de plasma luminii negative, astfel încât între acesta și plasmă se formează o regiune de sarcină spațială pozitivă (electronii fiind respinși spre plasmă și ionii pozitivi accelerați spre electrod) cu o cădere de potențial U_c . Dacă se neglijează ciocnirile dintre ionii pozitivi și atomii gazului în care are loc descărcarea, distribuția și densitatea de sarcină dată de prezența electronilor în regiune, atunci densitatea de curent electric este dată exclusiv de ionii pozitivi care ajung pe catod și corespunde legii 3/2:

$$j = \frac{4\sqrt{2}}{9} \varepsilon_0 \sqrt{\frac{e}{m_i}} \frac{U_c^{3/2}}{l_c^2} \quad 8.17$$

În cazul căderii catodice anormale, mișcarea ionilor dinspre lumina negativă spre catod este determinată atât de acțiunea câmpului electric intens din regiune cât și de ciocniri. În cazul în care descărcarea are loc în gaze inerte, cel mai important proces de ciocnire care determină viteza ionilor spre catod este procesul de ciocnire cu transfer rezonant de sarcină. În aceste condiții viteza ionilor în stratul de sarcină spațială nu mai este dată de legea de conservare a energiei, ca în cazul stratului de sarcină necolizional pentru care a fost stabilită legea 3/2, ci de relația:

$$v_i = E / \mu_i, \quad 8.18$$

unde μ_i este mobilitatea ionilor în gazul în care are loc descărcarea. Dificultatea problemei constă în a considera o relație acceptabilă pentru mobilitatea ionilor în câmpul electric intens din căderea catodică ($E/p \sim 10^2 \text{ Vcm}^{-1} \text{ Torr}^{-1}$), știut fiind că aceasta depinde de natura proceselor elementare (ciocniri) care au loc și de intensitatea câmpului electric. În cazul în care principalul proces de ciocnire care duce la limitarea vitezei de drift a ionilor este transferul rezonant de sarcină, se poate considera următoarea expresie a vitezei de drift a ionilor^{8.12}:

$$v_i = \sqrt{\frac{2ek_B T_g}{\pi m_i \sigma_{rez}}} \left(\frac{E}{p} \right)^{1/2}, \quad 8.19$$

unde T_g este temperatura gazului de lucru, iar σ_{rez} este secțiunea eficace de transfer rezonant de sarcină. În aceste condiții ecuația lui Poisson se scrie sub forma,

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -\frac{\rho_i}{\epsilon_0} = -\frac{j}{\epsilon_0 v_i} = \frac{j}{\epsilon_0 \sqrt{2ek_B T_g / p\pi m_i \sigma_{rez}}} \left(\frac{dV}{dx}\right)^{1/2} \quad 8.20$$

Integrând această ecuație pe lungimea căderii catodice, l_c , cu condiția ca intensitatea câmpului electric să fie nulă la marginea luminii negative, $(dV/dx)_{x=l_c} = 0$, se obține următoarea expresie pentru densitatea de curent electric:

$$\frac{j}{p^2} = \left(\frac{10}{9}\right)^{3/2} \epsilon_0 \sqrt{\frac{3ek_B T_g}{\pi m_i \sigma_{rez}}} \frac{U_c^{3/2}}{(p \cdot l_c)^{5/2}} \quad 8.21$$

În acest caz se observă că se obține tot o lege 3/2, dar, dat fiind că ciocnirile din regiunea căderii catodice au un rol important în stabilirea distribuției de sarcină, intervine și presiunea gazului ca parametru macroscopic important a descărcării.

Experimental se constată că pentru o valoare dată a lui U_c , lungimea redusă a căderii catodice se păstrează constantă:

$$p \cdot l_c = \text{const.} \quad 8.22$$

Acest lucru se explică prin faptul că pe lungimea căderii catodice trebuiesc să se realizeze ionizări în avalanșe Townsend care să asigure condiția de autoîntreținere a descărcării:

$$\bar{\alpha} l_c = \ln(1 + \gamma_i^{-1}), \quad 8.23$$

unde $\bar{\alpha}$ este valoarea medie a coeficientului α Townsend pentru spațiul căderii catodice și γ_i este coeficientul de emisie electronică secundară a suprafeței catodului (secțiunea 6.5).

În ecuația 8.22 se folosește valoarea medie a coeficientului α deoarece intensitatea câmpului electric nu este constantă de-a lungul căderii catodice, ea fiind o funcție descrescătoare de la o valoare maximă, E_c , la catod, la zero în marginea luminii negative (fig. 8.10). Cum valoarea coeficientului α Townsend este proporțională cu presiunea, rezultă că lungimea redusă a căderii catodice ($p \cdot l_c$) rămâne constantă dacă se menține

constantă căderea catodică de potențial*, U_c . Rezultă că la o valoare constantă a lui U_c , micșorarea presiunii are ca efect mărirea lungimii regiunii de sarcină spațială din fața catodului astfel încât produsul $p \cdot l_c = \text{const.}$ și, ca o consecință a ecuației 8.21, o scădere a densității de curent conform legii:

$$\frac{j}{p^2} = \text{const.} \quad 8.24$$

Creșterea densității curentului electric cu presiunea poate fi explicată de micșorarea mobilității electrice a ionilor în spațiul căderii catodice, fapt care duce la micșorarea vitezei de drift a ionilor, la creșterea densității de sarcină spațială din fața catodului, și în consecință și a intensității câmpului electric în apropierea catodului. Legile 8.21 și 8.23 se verifică bine în descărcările luminescente anormale în gaze inerte.

Dacă distanța dintre cei doi catozi ai descărcării luminescente cu catod dublu este suficient de mare astfel încât plasmăle celor două lumini negative sunt disjuncte (se pot distinge cu ochiul liber ca fiind separate), descărcarea este în regim de catod simplu și cele două legi 8.22 și 8.24 sunt

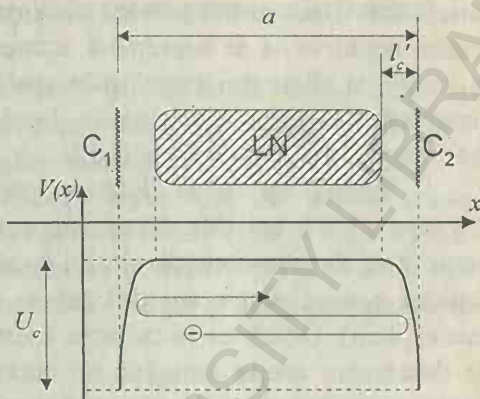


Figura 8.13 Captarea electronilor în câmpului electric din spațiul dintre cei doi catozi ai descărcării luminescente cu catod dublu.

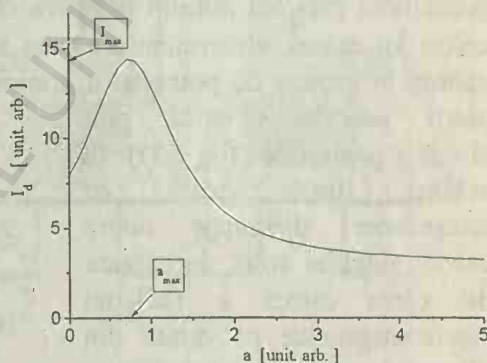


Figura 8.12 Variația tipică a curentului de descărcare cu distanța, a , dintre cei doi catozi.

* Valoarea coeficientului de emisie electronică secundară depinde, între altele, de energia ionilor care ajung pe suprafața catodului, deci de valoarea căderii catodice de potențial, U_c . Valoarea medie a coeficientului α Townsend depinde de valoarea medie a intensității câmpului electric din căderea catodică, deci de valoarea lui U_c .

satisfăcute. Dacă se micșorează distanța dintre catozi, astfel încât cele două lumini negative să se suprapună, apare efectul de catod dublu, care constă în creșterea eficienței ionizării în spațiul dintre cei doi catozi astfel încât densitatea de curent electric prin descărcare crește, având valori mult mai mari decât cele date de ecuația 8.21.

Efectul de catod dublu se poate obține prin micșorarea, fie a distanței dintre cei doi catozi, fie a presiunii gazului de lucru. Practic parametrul de care depinde efectul de amplificare a densității de curent este distanța redusă dintre cei doi catozi, ap (a este distanța dintre cei doi catozi plani). Odată cu micșorarea acestui parametru intensitatea curentului de descărcare crește atingând un maxim la o distanță optimă, după care scade relativ repede și descărcarea se stinge (fig. 8.13).

Creșterea eficienței ionizării în lumina negativă formată în descărcarea luminiscentă cu catod dublu este explicată de efectul de capcană electrostatică a electronilor emiși de catozi. Dat fiind că potențialul plasmei luminii negative este mult pozitiv față de potențialele celor doi catozi, electronii care sunt scoși din catod prin procese γ_i sunt captați în groapa de potențial a luminii negative, unde oscilează până își pierd energia cinetică prin ciocniri neelastice (fig. 8.12). În același timp, odată cu micșorarea distanței dintre catozi, unghiul solid de captare de către catozi a radiației electromagnetice provenită din plasma luminii negative crește, ceea ce contribuie la creșterea emisiei fotoelectrice a catozilor.

Aceste efecte fac ca, odată ce se formează o singură lumină negativă între cei doi catozi, lungimea căderii catodice să rămână constantă chiar dacă presiunea gazului de lucru scade, $I_{c'} = \text{const.}$ În aceste condiții ecuația 8.21

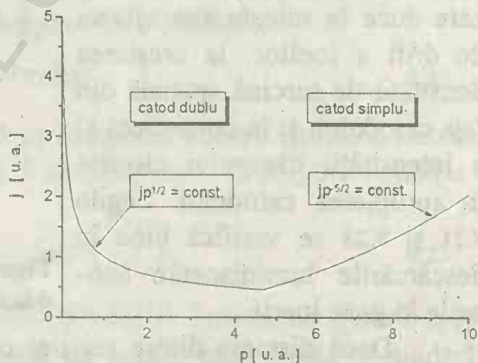


Figura 8.14 Variațiile tipice ale densității de curent, j , cu presiunea gazului, p , a unei descărcări luminiscente cu catod dublu în regimul de catod simplu (la presiuni mari, când se formează două lumini negative disjuncte) și regimul de catod dublu (la presiuni mici, când în spațiul dintre cei doi catozi se formează o singură lumină negativă).

conduce la o dependență a densității de curent de presiune de forma:

$$jp^{1/2} = \text{const.} \quad 8.25$$

Rezultă că, odată ce descărcarea trece în regim de catod dublu prin micșorarea presiunii, se obține o creștere a densității curentului electric de descărcare, în contrast cu descărcarea luminiscentă cu catod simplu (fig. 8.13). Firește, la presiuni foarte scăzute legea 8.25 nu se mai respectă (descărcarea se stinge), deoarece la aceste presiuni drumul liber mediu de ionizare a atomilor în ciocniri cu electronii primari (proveniți de la catod) devine mai mare decât spațiul dintre cei doi catodi și lumina negativă nu se mai poate forma.

8.1.5 Descărcarea magnetron

Ca și în dispozitivul cu confinare magnetică multipolară, în descărcarea magnetron se folosește acțiunea câmpului magnetic asupra electronilor pentru a mări eficiența ionizării la presiuni reduse a gazului de lucru. Deosebirea în acest caz este că acțiunea câmpului magnetic are loc în vecinătatea catodului și nu a anodului, fapt care duce la mărirea semnificativă a eficienței ionizării în plasma luminii negative. Datorită acestui fapt intensitatea curentului ionic spre catod este mult mai mare decât în cazul descărcării cu catod simplu la aceeași presiune a gazului, fapt care duce la accentuarea efectului de

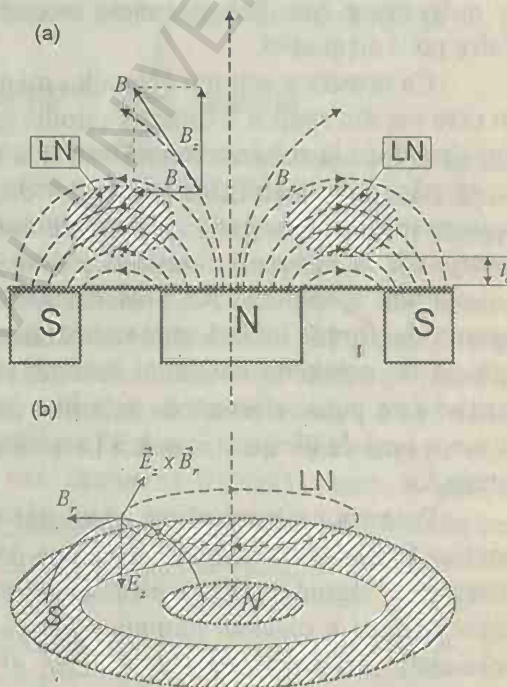


Figura 8.15 Schema de principiu a unui catod plan-circular folosit în descărcarea magnetron. Vedere în secțiune (a) și în spațiu (b).

pulverizare a catodului, astfel încât aceasta descărcare este foarte eficientă pentru pulverizarea metalelor în scopul depunerii lor în straturi subțiri.

În figura 8.15 este reprezentată schema unui catod plan circular al unei descărcări magnetron. Pentru producerea câmpului magnetic de la suprafața catodului se folosesc piese magnetice polare care generează în spațiul dintre ele un câmp magnetic cu linii de câmp cât mai paralele cu suprafața catodului. Pentru efectul magnetron, de mărire a eficienței ionizării în lumina negativă, este importantă componenta paralelă cu suprafața catodului a inducției câmpului magnetic, deoarece aceasta este cea care captează electronii energetici, cei care sunt emiși de catod sau care apar în căderea catodică prin ionizări în avalanșe Townsend, în regiunea din vecinătatea catodului. Din acest motiv suprafața activă a catodului, acolo unde intensitatea curentului ionic este mare și unde au loc procesele de pulverizare catodică și emisie secundară, se află în dreptul spațiului dintre polii magnetici.

Ca urmare a acțiunii câmpului magnetic, electronii emisi de catod și cei care vin din spațiul întunecos catodic girează în lungul liniilor de câmp, fapt care duce la mărirea semnificativă a traiectoriei lor în gaz și, în acest fel, la mărirea probabilității proceselor de ciocnire inelastică de excitare și ionizare în lumina negativă. Deoarece razele mișcării de rotație Larmor a electronilor în câmpurile magnetice folosite (0,01-0,02 T) sunt de ordinul milimetrului (problema 8.9), plasma luminii negative se formează într-o regiune de formă inelară din vecinătatea catodului în care componenta paralelă cu suprafața catodului este maximă (fig. 8.15). Mișcarea ionilor pozitivi este puțin afectată de acțiunea câmpului magnetic datorită masei lor mari, raza de rotație a mișcării Larmor a acestora depășind dimensiunile sistemului.

Datorită neomogenității câmpului magnetic folosit, plasma luminii negative formate este puternic neomogenă. Sistemul în geometria catodului prezentat în figura 8.15, prezintă simetrie cilindrică, parametrii câmpului magnetic ca și a plamei luminii negative formate în acesta nu depind de coordonata azimutală: $B_\theta = 0$, $B_r = B_r(r, z)$, $B_z = B_z(r, z)$, $n_e = n_e(r, z)$, etc. Există însă și posibilitatea realizării de catodi în alte geometrii.

Datorită acțiunii încrucișate a câmpurilor electric și magnetic din regiunea căderii catodice, electronii au, pe lângă mișcarea de rotație Larmor în jurul liniilor de câmp magnetic, și o mișcare de drift electric,

$(\vec{E}_z \times \vec{B}_r) / B_r^2$, în direcție azimutală. Aceasta duce la apariția unui curent electronic circular în inelul plasmelor luminii negative.

La aceeași presiune a gazului de lucru, tensiunea de aprindere a descărcării magnetron este mai mică decât cea a descărcării luminescente cu catod rece, ea având valori cuprinse între 300 și 700 V. Caracteristica curent-tensiune a descărcării magnetron este de forma^{8.13}:

$$I_d = CU_d^n, \quad 8.26$$

unde I_d este intensitatea curentului prin descărcare, U_d tensiunea câmpului electric aplicat descărcării (între anod și catod), C o constantă de proporționalitate și n un exponent ce poate varia între 2 și 9, în funcție de presiune, gazul de lucru și materialul catodului. Pentru mai multe detalii privind descărcarea magnetron, cititorul poate consulta referințele (8.14) și (8.15).

8.1.6 Descărcarea electrică de RF în gaze rarefiate

Dacă între doi electrozi plani introduși într-un gaz rarefiat se aplică un câmp electric alternativ de frecvență mică, este posibil ca între aceștia să se producă o descărcare luminescentă pulsată, cei doi electrozi schimbând alternativ rolurile de catod și anod a descărcării. În aceste condiții, descărcarea nu se deosebește în principiu de o descărcare luminescentă staționară (prin care intensitatea curentului este constantă în timp). Fenomene calitativ noi apar doar când frecvența câmpului electric alternativ aplicat electrozilor este suficient de mare astfel încât ionii pozitivi generați în spațiul de descărcare în timpul unei alternanțe nu mai pot ajunge la noul catod (anodul din alternanța trecută). Pentru a găsi o frecvență minimă pentru care acest lucru se întâmplă, să considerăm situația a doi electrozi plani plasați la distanța d într-un gaz la presiune scăzută, între care se aplică un câmp electric alternativ de forma:

$$E = E_0 \cos(2\pi\nu t), \quad 8.27$$

unde E_0 este amplitudinea și ν frecvența câmpului electric alternativ. Dacă presiunea gazului este suficient de ridicată, drumul liber mediu al ionilor, λ_m , este mult mai mic decât d , și viteza mișcării ionilor este controlată de mobilitatea acestora, $v_i = \mu_i E$. În acest caz distanța parcursă de ionii

pozitivi pe durata unei alternanțe a câmpului electric alternativ, poate fi calculată conform relației:

$$x = \int_{-1/4\pi}^{+1/4\pi} \mu_i E_0 \cos(2\pi\nu t) \cdot dt = \frac{\mu_i E_0}{\pi\nu} \quad 8.28$$

Pentru ca ionii produși într-o alternanță a câmpului electric alternativ să nu poată ajunge la electrozi este, necesar ca $x < d$, de unde rezultă:

$$\nu \geq \frac{\mu_i E_0}{\pi d}$$

Considerând $E_0 = U_0 / d = U_{ef} \sqrt{2} / d$, obținem:

$$\nu \geq \nu_{i\min} = \frac{\mu_i \sqrt{2} U_{ef}}{\pi d^2} \quad 8.29$$

La frecvențe mai mari decât $\nu_{i\min}$ ionii oscilează cu frecvența câmpului aplicat în spațiul dintre electrozi însă nu mai ajung la electrozi, astfel încât valoarea efectivă a intensității câmpului electric la care se aprinde descărcarea poate fi mult mai mică decât cea necesară aprinderii descărcării în curent continuu.

Electronii având mobilitate mai mare ajung la electrozi, așa încât ei sunt cei care determină valoarea tensiunii de străpungere. La frecvențe și mai mari este posibil ca nici electronii să nu ajungă pe electrozi, rolul acestora în mecanismul descărcării fiind mult diminuat. O expresie pentru frecvența minimă la care se întâmplă acest lucru se poate găsi în mod similar cu cel prezentat mai sus pentru ioni, așa încât:

$$\nu \geq \nu_{e\min} = \frac{\mu_e \sqrt{2} U_{ef}}{\pi d^2} \quad 8.30$$

Valorile frecvențelor $\nu_{i\min}$ și $\nu_{e\min}$ se situează în domeniul de radiofrecvență (RF). Astfel, dacă ne referim la cazul unei descărcări în He la presiunea $p = 1$ Torr, $\mu_i \approx 4 \cdot 10^4$ cm²/Vs și $\mu_e \approx 2 \cdot 10^6$ cm²/Vs^{8.16}, pentru o distanță între electrozi $d = 5$ cm și la o valoare efectivă a tensiunii curentului alternativ $U_{ef} = 500$ V, se obține $\nu_{i\min} = 360$ kHz și $\nu_{e\min} = 18$ MHz (problema 8.10). La presiuni mai mici mobilitățile sunt mai mari, ca

urmăre se obțin valori mai mari ale frecvenței tensiunii de RF ce trebuie aplicate electrozilor. În practică se folosesc frecvențe cuprinse între 0,1 și 100 MHz, dar cel mai adesea frecvența industrială standard de 13,6 MHz.

În cazul $\nu > \nu_{e \min}$ atât electronii cât și ionii oscilează în câmpul electric alternativ fără ca să interacționeze direct cu electrozii. Odată descărcarea amorată, între electrozi se formează o plasmă care este menținută de transferul de energie de la câmpul electric la electroni. Practic, mobilitatea mică a ionilor face ca aceștia să poată fi considerați imobili în raport cu oscilațiile câmpului electric. Electronii și ionii plasmă, care se formează în spațiul dintre electrozi datorită ciocnirilor inelastice ale electronilor energetici cu atomii sau moleculele gazului rarefiat, se pierd în principal prin difuzie ambipolară axială și radială. Mecanismul principal prin care este transferată energia de la câmpul electric oscilant la electroni este "încălzirea ohmică". Acesta este prezent în toate descărcările de RF, mai puțin în cele la presiuni foarte coborâte, pentru care drumul liber mediu a electronilor, λ_{en} , este mult mai mare decât d . El constă în pierderile de energie cinetică pe care le au electronii în mișcarea lor de oscilație în câmp electric datorită ciocnirilor elastice cu neutrii. Efectul este puternic atunci când frecvența ciocnirilor electron-neutri ν_{en} , este mai mare decât frecvența câmpului electric alternativ, astfel încât pe parcursul unei perioade a curentului alternativ de RF electronii pot să sufere mai multe ciocniri elastice cu atomii neutri.

În câmpul electric alternativ de RF de forma dată de ecuația 8.27, în absența ciocnirilor cu neutri, electronii au o mișcare oscilatorie armonică cu viteza:

$$v_e = -\frac{e}{m_e} \int E_0 \cos(2\pi\nu t) \cdot dt = -\frac{eE_0}{2\pi\nu m_e} \sin(2\pi\nu t) \quad 8.31$$

Această viteză determină un curent electronic defazat cu $\pi/4$ în urma câmpului electric, conform relației:

$$j_{e0} = -en_e v_e = \frac{e^2 n_e E_0}{2\pi\nu m_e} \cos(2\pi\nu t - \pi/4) \quad 8.32$$

Se observă că acest curent este pur reactiv (inductiv, datorită inerției electronilor), fapt care face ca puterea electrică medie, $\langle p_e \rangle$, transferată de

câmpul electric electronilor din unitatea de volum a plasmei în timp de o perioadă a curentului alternativ, $1/\nu$, să fie nul:

$$\langle p_e \rangle = \nu \int_0^{1/\nu} E \cdot j_{e0} dt = 0 \quad 8.33$$

Acest lucru se datorează faptului că energia câștigată de electroni pe o semiperioadă este cedată înapoi câmpului electric pe cealaltă semiperioadă, astfel încât în absența ciocnirilor nu există transfer net de energie de la câmpul electric la electroni. În cazul în care $\nu < \nu_{en}$, viteza de mișcare a electronilor este limitată de mobilitatea lor în curent alternativ*, care în plasma slab ionizată a descărcării de RF are expresia:

$$\mu_e = \frac{e \nu_{en}}{m_e (\nu_{en}^2 + \omega^2)}, \quad 8.34$$

unde $\omega = 2\pi\nu$. Viteza electronilor este în acest caz în fază cu intensitatea câmpului electric, astfel încât mișcarea electronilor determină o densitate de curent de forma:

$$j_e = -en_e \mu_e E = \frac{e^2 n_e \nu_{en}}{m_e (\nu_{en}^2 + \omega^2)} E_0 \cos(2\pi \nu t) \quad 8.35$$

În aceste condiții puterea medie transferată de câmpul electric electronilor din unitatea de volum a plasmei este:

$$\langle p_e \rangle = \nu \int_0^{1/\nu} E \cdot j_e dt = \frac{e^2 n_e \nu_{en} E_0^2}{2m_e (\nu_{en}^2 + \omega^2)} \quad 8.36$$

Se observă că în câmpuri alternative de frecvență mare ($\nu \gg \nu_{en}$), densitatea de putere transferată de câmpul electric electronilor este proporțională cu frecvența ciocnirilor electronilor cu particulele neutre ale plasmei.

* Această expresie a mobilității electrice înglobează cele două componente rezistivă și inductivă a densității de curent electric a electronilor și poate fi dedusă ușor din ecuația de mișcare a fluidului electronic în câmp electric alternativ și în prezența ciocnirilor (problema 8.8).

Un alt mecanism prin care electronii primesc energie de la câmpul electric alternativ îl constituie "încălzirea stocastică"^{8.17}. Chiar dacă se alege o geometrie a electrozilor astfel încât câmpul electric să fie cât mai omogen (electrozi, plan-paraleli și infiniți), datorită sarcinilor spațiale, câmpul electric nu se distribuie uniform în spațiul dintre electrozi.

Practic, acțiunea câmpului electric alternativ este maximă în regiunile de sarcină spațială pozitivă care se formează între aceștia și plasmă, și minimă în volumul plasmei cvasineutre dintre electrozi (plasma ecranând acțiunea câmpului electric pe o distanță de ordinul lungimii Debye).

Prin urmare, mecanismul care asigură transferul de energie de la câmpul electric alternativ la electroni în acest caz trebuie să fie diferit de cel descris mai sus. Deoarece electronii difuzează mai ușor decât ionii, plasma se află în permanență la un potențial pozitiv față de electrozi, astfel încât căderea de potențial din păturile de sarcină spațială să determine curentul electric prin circuitul de descărcare. În figura 8.16 este prezentată schematic distribuția potențialului electric în spațiul dintre electrozii unei descărcări de RF la câteva momente de timp de pe parcursul unei perioade a curentului alternativ. Deoarece electrodul din dreapta este legat la masă, potențialul său rămâne în permanență nul. Tensiunea curentului alternativ de RF aplicat electrozilor, $U = U_0 \cos(2\pi\nu t)$, se distribuie alternativ pe regiunile ce separă cei doi electrozi de plasmă, câmpul electric în plasmă fiind practic nul în orice moment. Rezultă că grosimea regiunilor de sarcină spațială se modifică odată cu valoarea căderii de tensiune pe acestea (conform legii

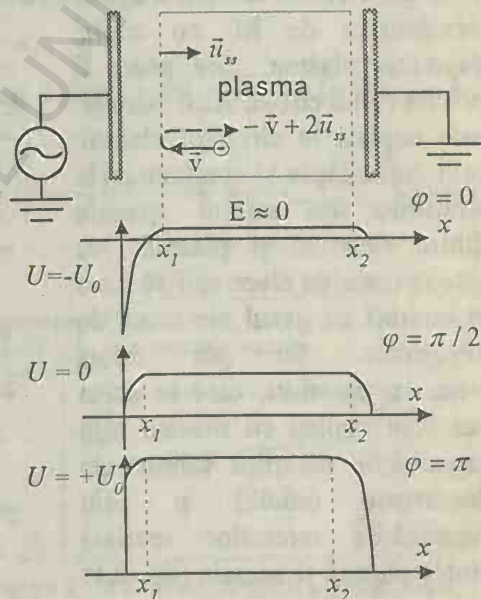


Figura 8.16 Încălzirea stocastică a electronilor în descărcarea de RF cu cuplaj capacitiv.

Child-Langmuir, în cazul păturilor de sarcină spațială necolizionale), fapt care face ca acestea să se comporte pentru electronii plasmă ca niște pereți reflectători care înaintază periodic spre plasmă și apoi se retrag. Un electron care vine dinspre plasmă cu viteza v_0 , se va întoarce cu viteza $-v_0 + 2u_{ss}$, unde u_{ss} este viteza de deplasare a regiunii de sarcină spațială spre plasmă. Electronii pot să piardă energie în cazul în care se ciocnesc cu regiunile de sarcină spațială care se deplasează spre electrozi, ei întorcându-se în plasmă cu viteză mai mică, $v_0 - 2u_{ss}$. Totuși, pe ansamblu, electronii câștigă energie de la câmpul electric prin reflexii multiple pe păturile de sarcină spațială.

Există două moduri de cuplaj al sursei de curent alternativ de RF la descărcare: cuplaj capacitiv, ca în descărcarea discutată mai sus și respectiv cuplaj inductiv. În cazul cuplajului capacitiv liniile de câmp electric sunt deschise de la un electrod la celălalt. La cuplajul inductiv liniile de câmp electric se închid în plasmă sau într-un strat subțire de la suprafața ei, ele fiind generate de câmpul magnetic alternativ de RF a unei bobine. La

descărcarea de RF cu cuplaj capacitiv plasma, care poate fi privită ca un circuit RLC paralel, este cuplată în circuitul electric prin capacitățile și conductanțele straturilor de sarcini spațiale dintre electrozi și plasmă. Nu este necesar ca electrozii să intre în contact cu gazul din tubul de descărcare. Se pot folosi electrozi exteriori, care în acest caz sunt cuplați cu plasma prin capacitățile pereților tubului de descărcare (sticlă) și prin capacitățile sarcinilor spațiale dintre plasmă și aceștia [fig. 8.17 (a)]. În cazul cuplajului capacitiv încălzirea electronilor poate fi atât ohmică mai ales în regiunea de penetrare a câmpului electric

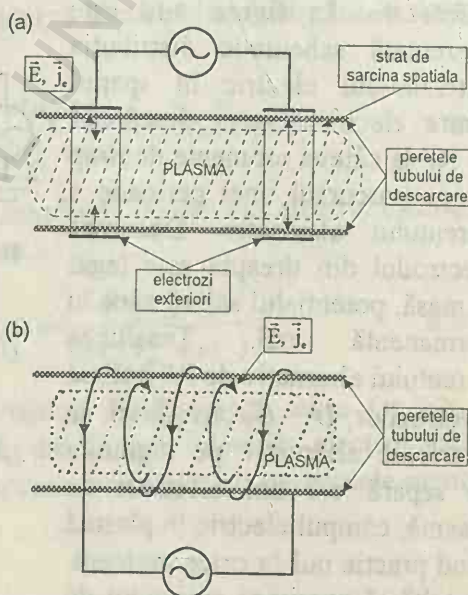


Figura 8. 17 Cuplajul capacitiv (a) și cuplajul inductiv a sursei de curent de RF cu descărcarea (b).

în plasmă, cât și stocastică, în regiunile de sarcină electrică spațială.

În cazul cuplajului inductiv, sursa de curent alternativ de RF este legată la o bobină cu câteva spire înfășurate în jurul tubului de descărcare. Câmpul magnetic de RF generează în jurul său linii de câmp electric care se închid în interiorul tubului de descărcare. Câmpul electric astfel generat pune în mișcare electronii plasmă producând un curent electric indus care creează plasma prin încălzirea "ohmică" a electronilor [fig. 8.17 (b)]. Câmpul electric indus este ecranat de plasmă, astfel încât curentul electric indus în plasmă circulă doar într-un strat de grosime mică la marginea plasmăi^{8,16}. Densitatea plasmelor obținute prin descărcări de RF cu cuplaj inductiv este cu un ordin de mărime mai mare decât a plasmelor descărcărilor de RF cu cuplaj capacitiv și acestea sunt utilizate la presiuni ale gazului de lucru mai mari. Datorită omogenității lor pe volume relativ mari și a faptului că folosesc electrozi exteriori, plasmăle descărcărilor de RF sunt utilizate pe scară largă în procesarea materialelor în industria electronică^{8,16}.

8.1.7 Arcul electric

Deși nu există o definiție clară a descărcării electrice în arc, se pot distinge câteva trăsături tipice ale acestei descărcări. Acestea sunt: 1) densități de curent mari.

Densitatea de curent poate atinge valori de până la 10^2 A/cm^2 , mult mai mari decât în descărcările luminescente unde este de ordinul zecilor de mA/cm^2 ; 2) căderea catodică de potențial (3-10 V) este mult mai mică decât în descărcările luminescente (200-400 V).

Acest criteriu nu distinge întotdeauna descărcarea în arc de alte tipuri de descărcări, dat fiind faptul că în anumite condiții de lucru, presiune mare

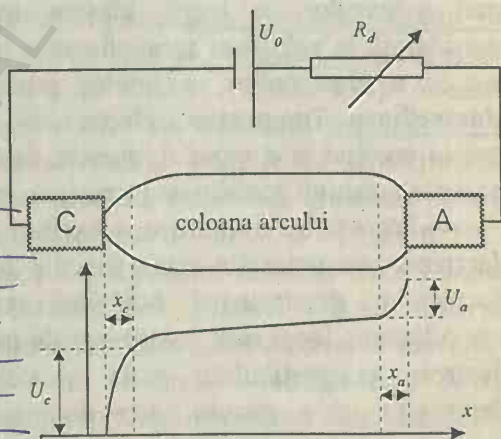


Figura 8. 18 Distribuția tipică a potențialului în spațiul de descărcare a arcului electric. Pentru claritatea desenului părțile catodică și anodică a descărcării sunt reprezentate mai lungi (în realitate $x_c, x_a \ll$ lungimea coloanei).

a gazului, răcirea forțată a electrozilor, lucru în jet de gaz, tensiunea de descărcare poate avea valori foarte mari, zeci de kV; ③ luminozitatea plamei arcului electric, în special la presiuni ridicate, este mult mai mare decât a plasmelor din alte descărcări. Acest lucru face descărcarea în arc o sursă convenabilă de lumină.

În spațiul dintre electrozii descărcării electrice în arc se disting trei regiuni: ① căderea catodică, ② coloana arcului și ③ căderea anodică (figura 8.18). În cazul arcului aprins între doi electrozi orizontali în atmosferă deschisă, datorită încălzirii gazului (aerului) din coloana arcului, apare o mișcare de convecție a acestuia care modifică forma coloanei, dând acestuia forma arcuită în sus, formă care a dat denumirea acestei descărcări. Coloana arcului este mult mai lungă decât regiunile catodică și anodică, acestea din urmă fiind straturi subțiri (zecimi de mm) de sarcină spațială care au rolul de a realiza continuitatea curentului electric la interfețele electrod-plasmă. În coloana arcului există un gradient de potențial al câmpului electric (figura 8.18) determinat de echilibrul între energia cedată de câmpul electric electronilor, care formează datorită mobilității lor mari componenta activă a plamei, și energia pierdută de aceștia în ciocnirile inelastice cu atomii gazului de lucru. Datorită densității mari de curent electric și a presiunilor mari a gazului de lucru, plasma coloanei arcului electric poate fi considerată la echilibru termodinamic local, funcțiile de distribuție după energii a electronilor, a ionilor pozitivi și a atomilor gazului fiind Maxwelliane. Temperatura electronilor este în general mai mare decât a ionilor pozitivi și a gazului, acestea devenind aproximativ egale la valori mari ale presiunii gazului de lucru (mai mari de 10^2 Torr).

→ Procesele de ionizare și excitare ale atomilor sunt determinate de electronii energetici din coada funcției de distribuție, valoarea temperaturii electronilor determinând hotărâtor probabilitatea acestora. Echilibrul termodinamic local este determinat de numeroasele ciocniri elastice dintre electroni și particulele grele. Astfel, diferența dintre temperatura electronilor și a gazului este determinată de raportul dintre energia câștigată de electroni pe durata unui drum liber mediu, $eE\lambda_e$, și energia cinetică medie a electronilor $k_B T_e$. Din ecuația de bilanț energetic rezultă următoarea relație pentru diferența dintre temperaturile electronilor (T_e) și, respectiv, a particulelor grele (atomi neutri sau ionii acestora), $T_g^{8.18}$:

$$\frac{T_e - T_g}{T_e} = 0,13 \cdot \frac{m_s}{m_e} \left(\frac{eE\lambda_e}{k_B T_e} \right)^2, \quad 8.37$$

unde λ_e este drumul liber mediu a electronilor, m_s/m_e raportul dintre masa atomilor sau ionilor acestora și masa electronului*.

Odată cu creșterea presiunii gazului de lucru, drumul liber mediu al electronilor scade, $\lambda_e = (N_g \sigma_e)^{-1}$, astfel încât la presiuni mari energia câștigată de electroni în intervalul dintre două ciocniri este de același ordin de mărime cu energia transferată atomilor în ciocnirile elastice cu aceștia, $eE\lambda_e \ll (m_e/m_a)k_B T_e$, fapt care duce la echilibrul temperaturilor. La ETL, densitatea de particule încărcate a plasmei coloanei arcului este determinată de ecuația lui Saha:

$$\frac{n_i n_e}{n_g} = \frac{2Z_i}{Z_0} \frac{(2\pi m_e k_B T)^{3/2}}{h^3} \exp\left(-\frac{eV_i}{k_B T}\right), \quad 8.38$$

unde T este temperatura comună a componentelor plasmei și gazului în care are loc descărcarea, V_i potențialul de ionizare a atomilor, $n_i = n_e$ densitatea plasmei și n_g densitatea atomilor neutri.

Regiunea catodică este formată de suprafața catodului, stratul de sarcină spațială pozitivă în care are loc căderea de potențial U_c și regiunea de tranziție spre plasma coloanei arcului electric (figura 8.18). Această regiune este caracterizată prin variații mari ale densității particulelor, a temperaturii acestora și a potențialului electric. Funcție de densitatea de curent, presiunea gazului și natura materialului catodului, grosimea păturii de sarcină spațială pozitivă din fața catodului ia valori în domeniul 10^{-3} - 10^{-2} mm. Lungimea regiunii de tranziție spre plasma coloanei arcului poate fi estimată de lungimea Debye caracteristică plasmei arcului electric. Natura proceselor care asigură continuitatea curentului electric la suprafața catodului este diferită de cea a celor din descărcarea luminiscentă. Arcul electric suferă o constricție la nivelul suprafeței catodului fiind atașat de

* Reamintim cititorului că în ciocnirile elastice dintre electroni și atomi cel mult o fracție $2m_e/m_g$ din energia cinetică a electronilor este transferată acestora din urmă. Acest lucru este cauza esențială a neechilibrului termodinamic în descărcările electrice în gaze la presiuni reduse și la curenți de descărcare de intensitate mică.

acesta pe o porțiune a ei în modul difuz, uniform, fără concentrare în puncte sau pete sau în modul uneia sau mai multor pete catodice. În descărcarea în arc care funcționează în modul petei catodice constricția este mult mai puternică și densitatea de curent la nivelul suprafeței catodului (curent de emisie electronic) este cu un ordin de mărime mai mare decât la descărcarea în modul difuz (10^{+3} - 10^{+4} A/cm²).

— Mecanismul principal care asigură continuitatea curentului electric la nivelul suprafeței catodului este emisia termoelectronică, în cazul atașamentului difuz de suprafața catodului, și o combinație între emisia termoelectronică și emisia de câmp electric, în cazul atașamentului prin pete catodice. Încălzirea locală, până la termoemisie a suprafeței catodului se face prin bombardamentul ionic al suprafeței catodului. Ionii pozitivi, care intră în căderea catodică prin difuzie din coloana arcului, sunt accelerați în căderea catodică și cedează energia lor cinetică și potențială suprafeței catodului încălzind-o la termoemisie. Pentru expresiile densității de curent electronic de emisie în cele două cazuri cititorul poate consulta capitolul 6 al acestei cărți (formulele 6.100 și 6.101).

Raportul dintre densitatea de curent electronic și ionic la nivelul suprafeței catodului poate fi calculat din considerente energetice. Astfel ionii care intră din coloana arcului în căderea catodică sunt accelerați spre suprafața catodului cedându-i acestuia energia lor cinetică $eU_c + 5k_B T_i/2$ și energia potențială a electronului care trece din banda de conducție a metalului pe nivelul de valență a ionului, astfel neutralizându-l. Energia potențială cedată suprafeței catodului la neutralizarea ionului este $e(V_i - W)$, unde V_i este potențialul de ionizare a atomilor și eW lucrul mecanic de extracție a electronilor din catod. Astfel, densitatea de flux de energie transferată de ionii din căderea catodică suprafeței catodului este:

$$\frac{dP_i}{dS \cdot dt} = j_i \cdot \left(U_c + \frac{5 k_B T_i}{2 e} + V_i - W \right) \quad 8.39$$

Această energie este utilizată la emisia de electroni, pentru care este necesară o densitate de flux de energie egală cu:

$$\frac{dP_e}{dS \cdot dt} = j_e \cdot W \quad 8.40$$

Neglijând pierderile de energie prin conducția termică a catodului și prin radiație termică, putem egala cele două relații de mai sus, de unde rezultă următoarea expresie pentru fracția reprezentată de densitatea de curent ionic, j_i , din curentul electric total, $j = j_e + j_i$, la nivelul suprafeței catodului:

$$\frac{j_i}{j_i + j_e} = \frac{W}{U_c + 5k_B T_i / 2e + V_i} \quad 8.41$$

Conform ecuației de mai sus, densitatea curentului ionic la nivelul suprafeței catodului poate avea valori cuprinse între 15% și 50% din densitatea totală de curent. Dacă se iau în considerare pierderile de energie prin conducție și radiație se găsesc valori și mai mari pentru raportul j_i/j . Valoarea acestui raport este mult mai mică decât în cazul descărcării luminescente, unde curentul electric la nivelul suprafeței catodului este preponderent ionic, $j_i/j = 1/(\gamma_i + 1) \approx 1$, unde γ_i este coeficientul de emisie electronică secundară prin bombardament ionic a suprafeței catodului ($\gamma_i \ll 1$). Raportul j_i/j scade de-a lungul sarcinii spațiale pozitive din fața catodului și a regiunii de tranziție spre plasma coloanei arcului electric la valori caracteristice acestea din urmă (1%).

Fenomenele care au loc în regiunea catodică pot fi foarte complexe și sunt insuficient cunoscute. În consecință, la densități mari ale curentului de descărcare suprafața catodului emite jeturi de metal și impurități. Deoarece vaporii metalului din care este confecționat catodul și impuritățile conținute de acesta au energii de ionizare mai mici decât ale gazului de lucru, căderea catodică poate fi mult mai mică decât potențialul de ionizare a gazului, $U_c < V_i$.

Regiunea anodică asigură continuitatea curentului electric la interfața anodului cu plasma coloanei pozitive. Ca și la descărcarea luminescentă, în regiunea anodică acționează un câmp electric mai intens decât în coloana arcului. Ea are rolul de a mări producția de ioni în regiune pentru a asigura curentul ionic care trebuie să intre în coloană (aproximativ 1% din curentul de descărcare), știut fiind că anodul nu poate emite ioni pozitivi. La suprafața anodului curentul electric este dat exclusiv de electronii captați de acesta din plasma regiunii anodice.

Arcul electric este folosit ca sursă de lumină, atunci când arde în spațiu închis, coloana arcului fiind limitată de pereții unui tub de

descărcare de cuarț, în instalațiile de sudură a metalelor și ca sistem de obținere a jeturilor de plasmă fierbinte în plasmotroane (fig. 1.10). Plasmotroanele folosesc plasma formată în descărcarea electrică în arc în jet de gaz pentru diferite procese tehnologice (tratamentul diferitelor suprafețe, sudarea metalelor, etc.).

8.1.8 Descărcarea corona

Descărcarea corona este o descărcare autonomă care se amorsează la tensiuni relativ mari (~ 10 kV) în gaze la presiuni relativ mari (cel mai adesea în aer la presiunea atmosferică) între electrozi a căror suprafețe au raze de curbura mici, astfel încât să genereze în vecinătatea lor câmpuri electrice intense. În general doar unul din cei doi electrozi între care are loc descărcarea este generator de câmp intens în jurul suprafeței sale, având forma unui vârf ascuțit sau a unui fir conductor foarte subțire. Celălalt electrod poate avea o suprafață plană sau cu o rază de curbura mare*. Pentru ca între doi astfel de electrozi să aibă loc o descărcare corona raportul dintre intensitățile câmpului electric la suprafața electrodului cu rază de curbura mare E_R și respectiv, a celui cu raza de curbura mică E_r , trebuie să fie suficient de mic, $E_R/E_r \ll 1$.

Descărcarea corona poate fi *pozitivă*, dacă electrodul cu rază de curbura mică a suprafeței este anod sau *negativă*, dacă electrodul cu rază mică de curbura a suprafeței este catod. Funcție de fenomenele dominante care au loc în spațiul dintre electrozi, se pot distinge două regiuni:

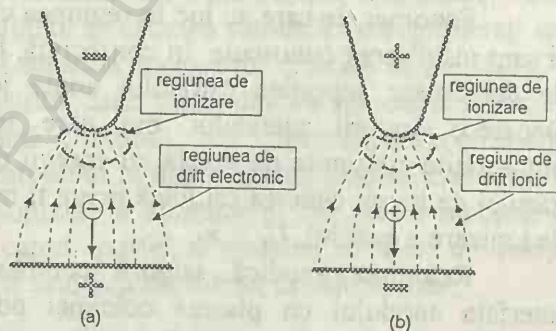


Figura 8.19 Reprezentarea schematică a regiunilor de ionizare și de drift în cazul descărcării corona negative (a) și pozitive (b) între un electrod ascuțit și unul plan.

* Este cunoscut că electrozii a căror suprafață au rază de curbura mică generează în vecinătatea lor câmpuri electrice intense, intensitatea câmpului electric la suprafață fiind invers proporțională cu raza de curbura.

1) regiunea de ionizare situată în câmpul electric intens din jurul electrodului a cărei suprafață are rază de curbură mică și; 2) regiunea de drift, în care sarcinile electrice provenite din regiunea de ionizare, pozitive în cazul descărcării corona pozitive, sau negative în cazul descărcării corona negative, suferă o mișcare de drift electric și sunt colectate de electrodul a cărei suprafață are raza de curbură mare. În regiunea de drift câmpul electric este prea slab pentru ca mișcarea electronilor și/sau a ionilor să ducă la dezvoltarea de avalanșe de ionizare. În figurile 8.19 (a) și (b) sunt reprezentate schematic aceste regiuni pentru descărcările corona negativă și pozitivă între un electrod ascuțit și unul plan. Descărcarea este inițiată de avalanșe de ionizare Townsend care se dezvoltă în câmpul electric intens din jurul electrodului ascuțit. La descărcarea corona negativă avalanșele Townsend sunt declanșate de electronii emiși de suprafața catodului (care este electrodul generator de câmp electric intens) prin procese γ . Criteriul de autoîntreținere a descărcării este în acest caz asemănător cu cel de la descărcarea luminiscentă: numărul de ioni produși într-o avalanșă Townsend inițiată de un electron trebuie să fie suficient de mare pentru ca aceștia, ajunși pe suprafața catodului, să elibereze un alt electron:

$$\gamma_i \left[\exp \left(\int_l \alpha(x) \cdot dx \right) - 1 \right] = 1, \quad 8.42$$

unde l este distanța caracteristică a regiunii de ionizare (lungimea avalanșelor Townsend).

Pentru a calcula numărul de ionizări dintr-o avalanșă Townsend, în ecuația de mai sus am folosit integrala $\int_l \alpha(x) \cdot dx$, deoarece coeficientul α Townsend este o funcție indirectă de poziție prin dependența puternică a acestuia de intensitatea câmpului electric neomogen din regiunea de ionizare, $E(x)$. În aer sau în gaze electronegative*, atașamentul electronic are ca efect micșorarea numărului de ionizări din avalanșele Townsend, dat fiind faptul că electronii, "pierduți" prin atașament la atomii gazelor

* Gazele electronegative sunt cele a căror atomi sau molecule au secțiunea eficace de atașament electronic mare. În aer, electronegativitatea este dată de moleculele de O_2 care formează prin atașament electronic ioni negativi, O_2^- .

electronegative nu mai participă la procesele de ionizare. În acest caz se definește coeficientul de atașament, η , prin relația:

$$\left(\frac{dn_e}{dx} \right)_{at} = -\eta n_e \quad 8.43$$

Relația de mai sus definește coeficientul de atașament electronic în aceeași manieră cu definiția coeficientului α Townsend, valoarea lui η având semnificația fracției de electroni pierduți prin atașament electronic pe unitatea de parcurs. De remarcat că în condițiile în care $\eta = const.$, ecuația 8.33 descrie atenuarea exponențială a unui fascicul de electroni datorită atașamentului electronic:

$$n_e = n_{e0} \exp(-\eta x), \quad 8.44$$

unde n_{e0} este densitatea de electroni la intrarea lor în gazul electronegativ, $n_e(x)$ densitatea de electroni după parcursul x în gaz. Spre deosebire de coeficientul α , care este o funcție monoton crescătoare de intensitatea câmpului electric redus, coeficientul de atașament electronic scade odată cu creșterea intensității câmpului electric redus. Astfel, regiunea de ionizare din jurul electrodului ascuțit este regiunea în care intensitatea câmpului este suficient de mare pentru ca procesele de ionizare să domine pe cele de atașament electronic, $\alpha > \eta$. Există o valoare critică a intensității câmpului electric redus, pentru care cei doi coeficienți sunt egali, $\alpha(E_c/p) = \eta(E_c/p)$. Pentru aer la presiunea atmosferică această valoare este $E_c = 26$ kV/cm.

Locul geometric al punctelor în care intensitatea câmpului electric are valoarea critică determină suprafața care delimitează regiunea de ionizare de cea de drift. În interiorul regiunii de ionizare sunt respectate condițiile: $\alpha > \eta$ și $E > E_c$. Rezultă că electrodul ascuțit trebuie să genereze, în regiunea din vecinătatea suprafeței sale, un câmp electric de intensitate mai mare decât E_c . Acest lucru explică de ce în aer, sau în gaze electronegative, la presiunea atmosferică, descărcarea corona necesită tensiuni de descărcare mari.

În fig. 8.20 (a) și (b) sunt prezentate două geometrii ale electrozilor pentru care, neglijând efectele sarcinilor spațiale, se poate determina distribuția intensității câmpului electric. Astfel, pentru sistemul format

dintr-un electrod ascuțit cu vârf paraboloidal și un electrod plan [fig. 8.20 (a)], intensitatea câmpului electric este:

$$E(x) = \frac{2U}{(r + 2x) \cdot \ln[(r + 2d) / r]} \quad 8.45$$

Tensiunea de prag a descărcării corona, $U_{\min}$, în acest caz este:

$$U_{\min} = E_c(r + 2x_c) \ln[(r + 2d) / r] \quad 8.46$$

unde E_c este valoarea critică a intensității câmpului electric și x_c este distanța ce determină regiunea de ionizare. Pentru o descărcare corona în aer, între un electrod ascuțit cu $r = 0.1 \text{ mm}$ situat la distanța de 2 mm de electrodul plan, considerând $x_c = 2r$, tensiunea de descărcare necesară este estimată la valoarea $U_{\min} = 4,8 \text{ kV}$. În geometria electrozilor coaxiali [fig. 8.20 (b)] intensitatea câmpului electric este:

$$E(x) = \frac{U}{x \cdot \ln(R / r)}, \quad 8.47$$

de unde rezultă:

$$U_{\min} = E_c \cdot x_c \ln(R / r). \quad 8.48$$

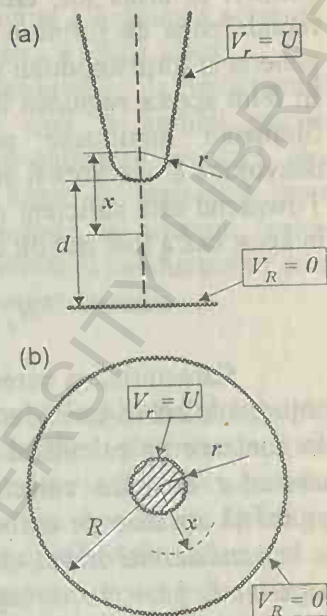


Figura 8.20 Geometria electrozilor vârf paraboloidal-plan (a) și cilindrici coaxial (b).

În cazul descărcării corona pozitive, regiunea de ionizare este situată în apropierea anodului și catodul nu are influență în dezvoltarea avalanșelor de ionizare Townsend. Electronii care declanșează avalanșele de ionizare în acest caz sunt cei proveniți din ionizarea naturală a gazului, datorată radiațiilor naturale, sau din detașamentul electronilor de ioni negativi ai gazelor electronegative. Și în acest caz regiunea de ionizare este determinată de condiția $\alpha > \eta$. Locul cel mai îndepărtat de anod de unde se pot dezvolta avalanșele Townsend este determinat de valoarea critică a intensității câmpului electric. Avalanșele se dezvoltă spre anod lăsând ioni

pozitivi în urma lor, electronii având mobilitate mai mare părăsesc mai repede zona de formare. Acest fapt duce la ecranarea câmpului electric generat în jurul anodului și la accentuarea sa la distanțe mai mari de acesta. În felul acesta regiunea de ionizare avansează spre catod sub forma unor filamente luminoase numite strimeri (engl. "streamers"). Această dezvoltare a descărcării are loc dacă numărul de ioni produși în avalanșele Townsend este suficient de mare. Criteriul de automenținere a descărcării în acest caz a fost stabilit de Raether^{8.19} în 1940 și se poate scrie sub forma:

$$N_e = \int_{E_c}^{E_r} (\alpha - \eta) dx \approx 10^8 - 5 \cdot 10^8 \quad 8.49$$

Caracteristica curent-tensiune a descărcării corona continue poate fi obținută luând în considerare distribuția câmpului electric în afara regiunii de ionizare și calculând intensitatea curentului electric ca fiind suma sarcinilor electrice colectate în unitatea de timp de electrodul a cărui suprafață are raza de curbură mare. Pentru descărcarea corona pozitivă se ia în considerare driftul electronilor în gaze electropozitive, sau al ionilor negativi, în gaze electronegative. În ultimul caz intensitatea curentului este mult mai mică datorită mobilității mici a ionilor negativi.

În cazul descărcării corona negative este luată în considerare mișcarea ionilor pozitivi. Distribuția câmpului electric între electrozi este dată de ecuația lui Poisson:

$$\nabla \cdot \vec{E} = \rho / \epsilon_0, \quad 8.50$$

unde ρ este densitatea de sarcină în regiunea de drift a descărcării și este pozitivă, în cazul descărcării corona pozitive sau negativă pentru descărcarea negativă. Densitatea de curent electric este dată de legea lui Ohm:

$$\vec{j} = \rho \cdot \mu \cdot \vec{E}, \quad 8.51$$

unde μ este mobilitatea sarcinilor electrice din regiunea de drift a descărcării. Pe baza relațiilor de mai sus, în ipoteza densităților de curent mici, Townsend^{8.20} a obținut pentru configurația a doi electrozi coaxiali următoarea formulă pentru caracteristica curent-tensiune a descărcării:

$$I = 2\mu U(U - U_{\min})L / R^2 \ln(R/r), \quad 8.52$$

unde R și r sunt razele celor doi electrozi cilindrici și L lungimea acestora. Acest tip de relație se găsește și pentru alte geometrii a electrozilor.

Descărcarea corona are aplicații în xerografie, la tratamentul suprafețelor corpurilor solide, în tratamentul apei și aerului pentru eliminarea noxelor, în reactoarele chimice pentru obținerea ozonului, etc. Ca fenomen nedorit, descărcările corona pot apare în atmosferă între conductorii liniilor de transport a energiei electrice la tensiuni înalte. Aceste descărcări duc la pierderi de energie, deteriorarea conductorilor și la emisia de unde electromagnetice care perturbă semnalele radio.

8.2 Plasma de sinteză

Obținerea plasmelor la echilibru termodinamic local este o problemă greu de rezolvat în laborator. Plasmele descărcărilor electrice în gaze necesită acțiunea unor câmpuri electrice relativ mari, ionizarea gazului fiind rezultatul ciocnirilor electronilor energetici, accelerați în câmp electric, cu atomii neutri. Ca urmare, plasmele descărcărilor electrice în gaze sunt plasme departe de echilibru termodinamic. Studiul experimental al unor fenomene fundamentale în plasmă cum ar fi propagarea diferitelor tipuri de unde sau stabilitatea plasmelor, a impus căutarea unor soluții pentru obținerea în laborator a unor plasme cât mai aproape de starea de echilibru termodinamic. O astfel de situație se realizează în cazul plasmelor de sinteză, care sunt formate prin amestecul electronilor și ionilor pozitivi produși prin procese independente. Ideea a apărut ca soluția problemei neutralizării sarcinii electrice negative a norului electronic ce se formează în vecinătatea catodului unei diode cu vid folosită drept *convertor termoionic*. Pentru a elimina efectul de limitare a intensității curentului electric, sarcina negativă a norului electronic trebuie neutralizată, în acest scop folosindu-se ioni pozitivi. Ideea a fost preluată apoi în construirea unui dispozitiv care să genereze o coloană lungă ($L \gg R$) de plasmă izotermă ($T_e = T_i$), total ionizată și magnetizată - *mașina Q*. În cele ce urmează prezentăm pe scurt principiul de obținere a plasmelor de sinteză în cele două dispozitive amintite mai sus.

8.2.1 Convertorul termoionic

Convertorul termoionic (CTI) este un “motor termic” care utilizează electronii ca fluid de lucru. Electronii sunt emiși de un catod

fierbinte și sunt captați de un anod rece. Pentru ca acest lucru să se întâmple în absența unei surse de curent electric în circuitul format de cele două borne ale convertorului și rezistența de sarcină, este necesar ca lucrul mecanic de extracție al anodului să fie cât mai mic (mai mic decât al catodului). În figura 8.21 este prezentată diagrama energetică a electronilor într-un CTI. Nivelul Fermi puțin mai negativ al anodului față de cel al catodului asigură producerea curentului electric printr-un circuit format de cei doi electrozi ai convertorului și un rezistor de sarcină. Electronii emiși de catod lasă pe acesta sarcini pozitive care determină, în cele din urmă, formarea în vecinătatea catodului a unui nor electronic de sarcină spațială negativă și, deci, a unei bariere de potențial ce limitează intensitatea curentului electronic spre anod. În absența barierei de potențial intensitatea curentului electric prin dispozitiv ar fi egală cu intensitatea curentului electronic de emisie termoelectronică dată de legea Richardson-Dushman:

$$j_c = AT_c^2 \cdot \exp(-eV_c / k_B T_c), \quad 8.53$$

unde $A = 120 \text{ A/cm}^2\text{K}^2$, T_c este temperatura catodului iar V_c potențialul corespunzător lucrului mecanic de extracție a electronilor la suprafața catodului. Prezența barierei de potențial face ca la anod să ajungă un curent electronic cu densitatea:

$$j_A = j_c \cdot \exp(-eV_b / k_B T_c), \quad 8.54$$

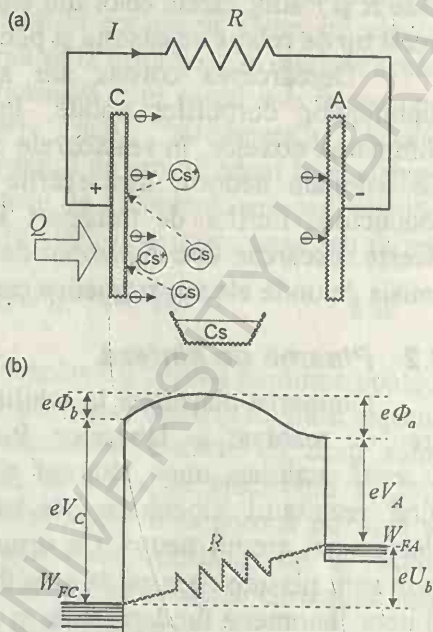


Figura 8.21 Reprezentarea schematică a convertorului termoionic (a) și a diagramei energiei electronilor de-a lungul întregului circuit electric (b).

unde V_b este valoarea înălțimii barierei de potențial. Cum energia termică a electronilor este mică, corespunzătoare temperaturii catodului (0,2 eV), rezultă că o barieră relativ mică de potențial poate reduce drastic valoarea intensității curentului electric prin circuit. Micșorarea distanței catod-anod duce la reducerea barierei de potențial, dar în același timp favorizează schimbul de căldură între cei doi electrozi, fapt ce duce la micșorarea randamentului de conversie a energiei termice în energie electrică.

Una din metodele folosite pentru micșorarea acestei bariere de potențial constă în neutralizarea sarcinii spațiale negative al electronilor cu ajutorul ionilor pozitivi. Pentru producerea ionilor pozitivi se folosesc atomi cu potențial de ionizare mai mic decât lucrul mecanic de extracție a catodului, vapori ai metalelor alcaline, în special Cs care este atomul cu potențialul de ionizare cel mai mic (3,88 eV). Atomii de Cs, în contact cu suprafața catodului, pierd un electron și devin ioni pozitivi. Gradul de ionizare a atomilor de Cs poate fi stabilit cu ajutorul ecuației lui Saha, presupunând temperatura vaporilor de Cs în contact cu catodul aceeași cu temperatura catodului:

$$\frac{n_i^2}{n_n} = \frac{g_i}{g_n} \left(\frac{m_n k_B T_C}{2\pi \hbar^2} \right)^{3/2} \cdot \exp\left(\frac{e(V_i - V_C)}{k_B T_C} \right), \quad 8.55$$

unde n_i și n_n sunt densitățile ionilor pozitivi și, respectiv, a atomilor neutri în vecinătatea suprafeței catodului, g_i și g_n ponderile statistice ale ionilor și atomilor neutri, și V_i potențialul de ionizare a atomilor. Pentru vapori de Cs ($V_i = 3,88$ eV) în contact cu suprafața unui catod din wolfram ($V_C = 4,55$ eV) la $T_C = 2000\text{K}$, rezultă un grad de ionizare de 99%.

Ca urmare a ionizării de suprafață la catod, odată cu emisia electronilor se formează și ioni pozitivi de Cs, astfel încât norul electronic din vecinătatea lui poate fi complet neutralizat, caz în care bariera de potențial din vecinătatea catodului dispăre. În realitate, funcție de temperatura catodului și de intensitatea curentului electric prin convertor există regimuri de emisie bogată în electroni sau de emisie bogată în ioni pozitivi.

În figura 8.21(a) este prezentat schematic un CT conectat la un rezistor de sarcină de rezistență R . Diagrama energetică a electronilor în circuitul astfel format este reprezentată în fig. 8.21(b). Datorită sarcinii

spațiale negative a norului electronic format în vecinătatea catodului, distribuția potențialului electric în spațiul catod-anod are un minim care corespunde unui maxim al energiei potențiale, respectiv înălțimii barierei de potențial, Φ_b . Electronii din banda de conducție a catodului care au energia mai mare decât $e(\Phi_b + V_C)$ pot ajunge pe anod unde pierd energia potențială $e(\Phi_a + V_A)$, diferența de energie $eU_b = e(V_C - V_A) - e(\Phi_a - \Phi_b)$ fiind folosită pe circuitul exterior.

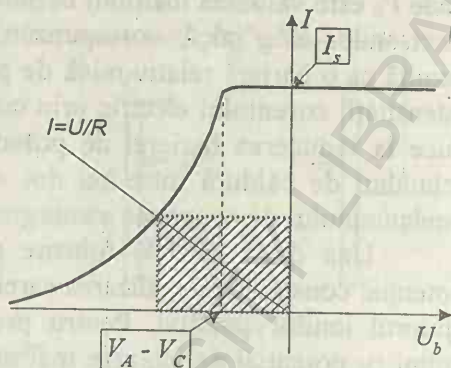


Figura 8.22 Caracteristica volt-amperică ideală a CT.

Caracteristica volt-amperică ideală a CT este prezentată în fig. 8.22. În regim de scurt-circuit intensitatea curentului electric este limitată de curentul de emisie a catodului. Atâta timp cât $U_b > V_A - V_C$, bariera de potențial este mică și curentul electric prin sistem este limitat de curentul de emisie a catodului, $I_s = I_C$. La tensiuni $U_b < V_A - V_C$, intensitatea curentului electric este limitată de bariera de potențial a norului de sarcină negativă format în vecinătatea catodului, intensitatea curentului scăzând exponențial odată cu $|U_b|$. Punctul de funcționare este determinat de intersecția dreptei de sarcină ($I = U/R$) cu graficul $I(U_b)$, iar puterea disipată în circuitul electric exterior este reprezentată prin aria hașurată în graficul din fig. 8.22. Se observă că o caracteristică volt-amperică a CT poate fi obținută prin deplasarea cu $|V_A - V_C|$ spre tensiuni negative a caracteristicii volt-ampereice a diodei cu vid.

Problema esențială a CT este obținerea unui randament de conversie a energiei termice în energie electrică suficient de bun (peste 25%) pentru a face acest dispozitiv competitiv. Randamentul unui motor termic care ar funcționa cu cele două surse de căldură la temperaturile catodului, T_C , și anodului, T_A , după un ciclu Carnot este:

$$\eta_0 = 1 - T_A / T_C.$$

8.56

Deși randamentul real a unui CT este mult mai mic, formula de mai sus ne arată că pentru a obține un randament cât mai bun este necesar să

menținem o diferență de temperatură cât mai mare între catod și anod. Totuși, catodul nu poate fi încălzit peste valoarea temperaturii de topire, iar anodul nu poate fi menținut la temperaturi joase în condițiile în care este plasat la distanțe mici (zecimi de mm) de catodul cald. De fapt, datorită distanței mici dintre catod și anod, transferului direct de căldură prin radiație și convecție (în cazul în care cei doi electrozi se află în mediul gazos format de vaporii metalului alcalin) limitează valoarea diferenței dintre temperaturile T_C și T_A . Cu toate acestea, considerând valori plauzibile $T_C = 3000\text{K}$ și $T_A = 1000\text{K}$, obținem o valoare de 66% pentru η_0 , o valoare suficient de mare pentru a face ideea CT atractivă. Din păcate, datorită trecerii căldurii de la catod la anod prin radiație și convecție, valorile reale ale randamentului CT sunt mult mai mici (sub 12%). Un studiu asupra randamentului teoretic al CT a fost făcut de Houston^{8,21}.

Deși ideea CT datează din anul 1915, cercetări intense asupra comportării acestui dispozitiv au fost efectuate abia după 1955. Cum s-a ajuns repede la concluzia că un asemenea dispozitiv nu se poate avea un randament de conversie a energiei termice în energie electrică mai bun de 12%, ideea a fost abandonată din punct de vedere practic. Obținerea în viitor a unor materiale speciale, anodi cu un lucru mecanic de extracție stabil sub 1,2 eV și a unor catodi cu viteză de evaporare mică la temperaturi de peste 3000K, ar relansa ideea folosirii acestui dispozitiv.

8.2.2 Mașina Q

Mașina Q poate produce o coloană cilindrică de plasmă izotermă ($k_B T_e \equiv k_B T_i \approx 0,2 \text{ eV}$) și total ionizată prin folosirea metalelor alcaline, atomii acestora având cele mai mici potențiale de ionizare. Principiul de producere a plasmelor este același ca la CT, diferența fiind că în acest caz distanța dintre electrozi (anod și catod) este mult mai mare (zeci de cm sau metri). Pentru a reduce pierderile radiale de particule plasma este supusă acțiunii unui câmp magnetic longitudinal a cărui inducție trebuie să fie suficient de mare pentru ca raza traiectoriilor ciclotronice a ionilor pozitivi să fie mai mică decât raza tubului în care se produce plasma ($a_{ci} \ll R$).

Așa cum se observă în figura 8.23, unde este prezentată schematic mașina Q, câmpul magnetic este generat de un sistem de bobine, B, parcurse de curent electric. În principiu, dispozitivul este format dintr-un tub cilindric din oțel inoxidabil (valorile tipice ale razei și lungimii acestuia

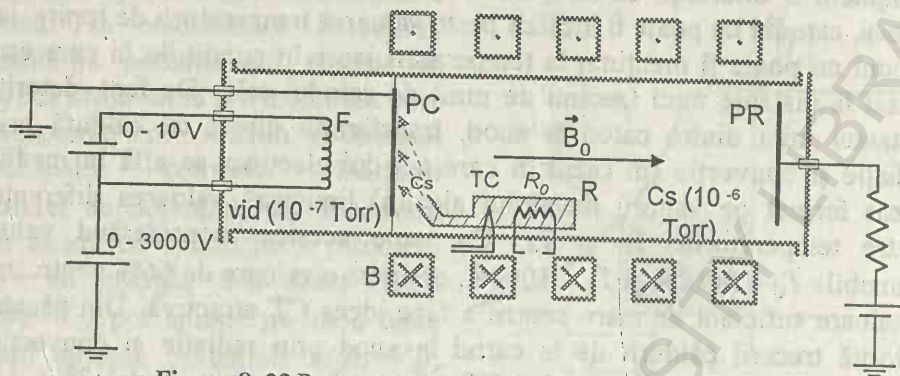


Figura 8. 23 Reprezentarea schematică a unei mașini Q.

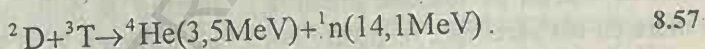
sunt $R = 10-20$ cm, $L = 50-100$ cm) care are fixate la capete doi electrozi plani, placa caldă sau catodul (PC) și, respectiv, placa rece (PR) sau anodul. La placa caldă se generează plasma prin emisie termoelectronică și prin ionizare superficială a atomilor metalului alcalin. Placa rece poate fi polarizată pozitiv, astfel încât poate să apară un curent electric longitudinal prin coloana de plasmă.

Tubul este vidat la presiuni reduse, sub 10^{-6} Torr, iar presiunea vaporilor metalului alcalin (de regulă Cs) este determinată de temperatura rezervorului cu metal, R, instalat în interior. Pentru controlul temperaturii rezervorului R se folosește un rezistor de încălzire, R_0 , și un termocuplu, TC, pentru măsurarea temperaturii. Deoarece trebuie încălzită la termoemisie, PC este confecționată dintr-un material greu fuzibil: wolfram, reniu, molibden sau tantal. Temperatura ridicată a PC (2000-2500K) este menținută cu ajutorul bombardamentului electronic realizat de un circuit electric auxiliar format dintr-un filament încălzit la termoemisie, F, și o sursă de curent electric continuu ce generează în spațiul dintre acesta și PC un câmp accelerator pentru electroni cu o cădere de potențial de ordinul 2000-3000 V. Pentru ca electronii emiși de F să formeze un fascicul care să încălzească PC, trebuie ca presiunea în spațiul dintre F și PC să fie menținută foarte scăzută (sub 10^{-6} Torr), astfel ca electronii să nu-și piardă energia cinetică acumulată în câmpul accelerator în procese de ionizare. Acest lucru se realizează prin conectarea permanentă a acestui spațiu de descărcare la un sistem autonom de pompare.

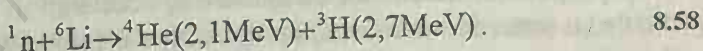
Deși plasma mașinii Q este considerată una din cele mai liniștite și omogene plasme de laborator, ea poate fi subiectul a două instabilități electrostatice, instabilitatea de relaxare a potențialului (PRI) și instabilitatea iono-ciclotronică (EICI), instabilități care apar în condițiile în care intensitatea curentului electric longitudinal determinat de potențialul pozitiv al PC depășește o anumită valoare critică^{8.22, 8.23}.

8.3 Producerea plasmelor de temperatură înaltă (de interes termonuclear)

Reacțiile de fuziune nucleară asigură sursa de energie a stelelor și a bombelor termonucleare. Producerea controlată a lor, în reactoare termonucleare, ar putea în viitor să devină o sursă nepoluantă, practic inepuizabilă, de energie pentru omenire. Este cunoscut că rezervele de combustibil fosil asigură din ce în ce mai greu necesarul de energie al omenirii. Se estimează că, datorită secăturii rezervelor de combustibil fosil (petrol și gaze naturale), omenirea ar putea fi confruntată cu o criză majoră de energie pe la mijlocul secolului următor. Deoarece reacțiile nucleare de fuziune eliberează cantități mult mai mari de energie decât reacțiile chimice, combustibilul nuclear este mult mai "dens" decât cel convențional. Prima generație de reactoare termonucleare va folosi reacția de fuziune a deuteriului ($D \equiv {}^2\text{H}$) și tritiului ($T \equiv {}^3\text{H}$) din care rezultă heliu și neutroni rapizi conform reacției:

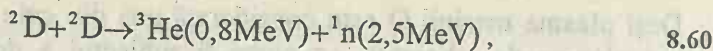


Deuteriul se poate separa relativ ușor din apa oceanelor, deoarece 1 din 6500 de molecule de H_2O (0,015%) conține în locul unui atom de ${}^1\text{H}$, un atom de deuteriu. Tritiul poate fi obținut ușor în reacția izotopului 6 a litiului, care se găsește din abundență în scoarța terestră, cu neutroni, conform reacției:



Sunt posibile și reactoare care să funcționeze doar cu deuteriu, conform reacțiilor la fel de probabile:





în care doar 35% din energia dezvoltată este transportată de neutroni, însă condițiile producerii acestora în plasmă termonucleare sunt mai greu de îndeplinit

O mică fracție din masa nucleelor care intră în reacția 8.57 (0,0038%) se transformă în energie, conform celebrei ecuații a lui Einstein:

$$\Delta E_c = \Delta m \cdot c^2, \quad 8.61$$

unde Δm este diferența dintre masele nucleelor care intră și, respectiv, rezultă din reacție, ΔE_c , este energia dezvoltată în reacție sub formă de energie cinetică a nucleelor rezultante și c , viteza luminii în vid. Deoarece forțele de atracție nucleară au raza de acțiune mică, $r_0 \approx 10^{-15}$ m, reacția de fuziune nucleară nu este posibilă decât dacă nucleele care fuzionează au energie cinetică relativă suficient de mare pentru a învinge bariera de potențial generată de forțele de respingere electrostatică, respectiv:

$$\frac{1}{2} \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} (\vec{v}_1 - \vec{v}_2)^2 \geq \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 r_0}, \quad 8.62$$

unde $m_1, m_2, Z_1 e, Z_2 e, \vec{v}_1$ și $\vec{v}_2$ sunt masele de repaus, sarcinile electrice și vitezele, față de sistemul laboratorului, a nucleelor care fuzionează. Rezultă că reacția de fuziune prezintă o energie de prag care este cu atât mai mare cu cât sarcinile, respectiv numerele atomice Z_1 și Z_2 , a celor două nuclee sunt mai mari. Acesta este motivul pentru care sunt preferate nucleele cu număr atomic mic. Existența barierei de potențial determină o energie de prag a reacției de fuziune nucleară. Astfel secțiunea eficace corespunzătoare fuziunii deuteriului crește brusc la energia de 50KeV, atinge maximum la 100KeV, după care scade lent la energii mai mari.

Interacțiunea fasciculelor de deuteroni, accelerați în acceleratoarele de particule cu ținte de tritium solid, nu constituie o soluție pentru obținerea reacțiilor, deoarece cea mai parte a energiei fasciculului se pierde prin ionizări și ciocniri elastice (încălzirea țintei). Fasciculele de particule

* Energia neutronilor este mult mai greu de captat (transformarea ei în energie de agitație termică a unui mediu de frânare a radiației neutronice) în comparație cu cea a altor particule, datorită secțiunii eficace de împrăștiere elastică mici a acestora.

accelerate care să interacționeze nu pot fi destul de dense pentru a face reacțiile de fuziune suficient de probabile. Ca urmare, singura soluție plauzibilă pentru a obține un reactor în care energia rezultată din reacțiile de fuziune să fie mai mare decât cea necesară întreținerii lor este cea a unei plasmă, formată din ioni pozitivi de deuteriu și tritium și electroni, încălzită la temperaturi de sute de milioane de grade Kelvin, astfel încât ciocnirile între particulele energetice să conducă la reacții de fuziune nucleară cu o probabilitate suficient de mare. Plasma având asemenea temperaturi are o presiune cinetică uriașă, astfel că menținerea ei într-un volum limitat presupune existența unui sistem de confinare, în care presiunea forțelor externe (ce acționează la suprafața plasmei spre interiorul ei) să echilibreze presiunea cinetică. Există trei tipuri de sisteme de confinare: gravitațional, inerțial și magnetic.

Forțele de greutate asigură confinarea plasmelor stelare, unde masele și densitatea foarte mare a materiei determină forțe gravitaționale suficient de mari pentru a echilibra presiunea cinetică enormă din interior. Evident, un asemenea sistem de confinare nu este posibil în condiții terestre.

Confinarea inerțială folosește fascicule laser pulsate, concentrate pe o țintă solidă din deuteriu și tritium. Datorită intensităților mari ale radiației laser are loc o încălzire puternică la suprafața țintei, încălzire care produce două efecte: a) evaporarea și ionizarea gazului, adică plasma și b) o undă de șoc de compresie a țintei (recul). Acest recul produce asupra țintei o comprimare la o densitate de 1000 de ori mai mare decât cea inițială.

Confinarea magnetică folosește forța magnetică $q(\vec{v} \times \vec{B})$ pentru a genera presiunea necesară echilibrării presiunii cinetice a plasmei. În acest scop liniile de câmp trebuie să fie paralele cu pereții incintei ce conține plasma astfel încât forțele magnetice să acționeze spre interiorul plasmei. Concomitent cu problema confinării plasmei trebuie rezolvată și problema încălzirii acesteia. Aceste două probleme sunt interconectate în cazul sistemelor de confinare magnetică de tip pinch și Tokamak, unde câmpul magnetic utilizat pentru confinarea plasmei este variabil, astfel încât în plasmă sunt induși curenți electrici de intensitate foarte mare care încălzesc Ohmic plasma. În cele ce urmează prezentăm condiția pe care trebuie să o satisfacă o plasmă termonucleară pentru ca în urma reacțiilor de fuziune a

nucleelor să se înregistreze un bilanț energetic pozitiv, *criteriul Lawson*, precum și sistemele de încălzire și confinare a plasmelor de interes termonuclear cele mai utilizate. Sistemul cel mai promițător de încălzire și confinare a plasmei este cel utilizat în instalația *Tokamak*. Deoarece cercetările în domeniul plasmei de interes termonuclear necesită cheltuieli foarte mari există tendința de a renunța la programele individuale ale diferitelor state puternic industrializate în favoarea programelor internaționale. În momentul de față există proiectul ITER (International Thermonuclear Experimental Reactor) de realizare a condițiilor cerute de criteriul Lawson.

8.3.1 Criteriul Lawson

Plasma izotermă din instalațiile experimentale de fuziune nucleară, având temperaturi extrem de ridicate, pierde energie. Sunt două căi importante prin care aceste plasmă pierd energie: prin radiații de frânare a electronilor (*bremssstrahlung*) și prin pierderi de particule cu energia lor cinetică.

Radiația de frânare este emisă de electronii plasmei datorită ciocnirii lor coulombiene cu ionii. Electronii fiind puternic accelerați pe durata acestor ciocniri emit radiații electromagnetice a căror energie este greu de captat. Conform teoriei cuantice a lui Sommerfeld, densitatea de putere pierdută prin radiația de frânare a electronilor, în câmpul coulombian al ionilor pozitivi ai plasmei, este proporțională cu radicalul temperaturii electronilor, T_e , cu pătratul densității plasmei, n , și a numărului de ordine a ionilor, Z :

$$P_{fr}(\text{Wm}^{-2}) = 5 \cdot 10^{-31} Z^2 n^2 \sqrt{(k_B T_e)_{eV}}. \quad 8.63$$

Pierderile de particule sunt determinate de timpul de confinare a plasmei. Datorită difuziei transversale pe liniile câmpului magnetic, plasma pierde particule (electroni și ioni). Densitatea de putere pierdută, datorită transportului de energie de către aceste particule este P_{par} :

$$P_{part} = 2n \langle W_T \rangle \tau^{-1} = 3nk_B T \tau^{-1}, \quad 8.64$$

unde n este densitatea plasmăi, $\langle W_T \rangle = 3k_B T/2$, energia cinetică medie a unei particule și τ de confinare a plasmăi, care este timpul mediu de existență a particulelor în plasmă.

Lawson a considerat că o fracție, $\eta_T \approx 30\%$, din energia pierdută de plasmă poate fi recuperată prin transformarea ei în energie termică și apoi în energie electrică în centrale termoelectrice. Rezultă că densitatea de putere netă pierdută de plasma unui reactor de fuziune nucleară este:

$$P_{pierd} = (1 - \eta_T) \cdot (P_{fr} + P_{part}). \quad 8.65$$

Inițial, plasma trebuie încălzită până la temperaturi la care energia produsă prin reacțiile de fuziune nucleară depășește energia pierdută prin radiație. Această condiție determină ceea ce în literatura de specialitate se numește temperatura de aprindere a reactorului nuclear.

Densitatea de putere produsă prin reacții de fuziune nucleară a deuteriului și tritiului poate fi scrisă sub forma:

$$P_{fuz} = n_D n_T < \sigma_{DT} \cdot |\vec{v}_D - \vec{v}_T| > \cdot \Delta W, \quad 8.66$$

unde n_D și n_T sunt densitățile ionilor de D și T din plasmă ($n_D = n_T = n/2$), σ_{DT} secțiunea eficace a reacțiilor de fuziune nucleară a D cu T, $|\vec{v}_D - \vec{v}_T|$, viteza relativă a ionilor de D față de cei de T și $\Delta W = 17,6$ MeV, energia cinetică a particulelor rezultate din reacțiile de fuziune. Atât P_{fuz} cât și P_{fr} depind de pătratul densității plasmăi, dar P_{fuz} crește mai repede cu temperatura decât P_{fr} . Ca urmare, condiția de egalitate a celor două puteri determină temperatura de amorsare a reacțiilor de fuziune, T_a , independent de densitatea plasmăi. Calcule bazate pe ipoteza funcțiilor Maxwell de distribuție după viteze a ionilor de D și T dau valori pentru $k_B T_a$ de aproximativ 4KeV pentru reacția de fuziune a D-T și de 35 KeV pentru reacția D-D.

Condiția legată de temperatura plasmăi nu este suficientă pentru întreținerea reacțiilor de fuziune într-un reactor nuclear cu bilanț energetic pozitiv. Pentru aceasta trebuie ca energia generată în reacțiile de fuziune să fie mai mare decât energia pierdută de reactor, respectiv:

$$P_{fuz} \geq (1 - \eta_T) \cdot (P_{fr} + P_{part}).$$

Înlocuind în această relație expresiile 8.53, 8.54 și 8.56 obținem condiția:

$n^2 < \sigma_{DT} \cdot v_{DT} > \cdot \Delta W / 4 \geq (1 - \eta_T) \cdot (5 \cdot 10^{-31} Z^2 n^2 (k_B T)^{1/2} + 3 n k_B T / \tau)$,
de unde rezultă:

$$n \cdot \tau \geq (n \cdot \tau)_{\min} \quad 8.67$$

Deci, pentru a obține un bilanț energetic pozitiv într-un reactor de fuziune termonucleară, în afară de condiția $T \geq T_a$, plasma termonucleară trebuie să satisfacă și condiția 8.57, care constituie criteriul Lawson. Valoarea minimă a produsului dintre densitatea plasmelor și timpul de confinare a particulelor, $(n \tau)_{\min}$, este de $10^{14} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}$ pentru plasmelor în care sunt folosite reacțiile de fuziune D-T și de $10^{16} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}$ pentru cele în care se folosesc reacțiile de fuziune D-D.

În cazul confinării magnetice, criteriul lui Lawson se poate pune inducției câmpului magnetic, folosind condiția ca presiunea magnetică la suprafața plasmelor, $B_0^2 / 2\mu_0$, să fie egală cu presiunea cinetică, $n k_B T$, astfel încât se poate scrie:

$$B_0 = \sqrt{2\mu_0 n k_B T}, \quad 8.68$$

unde B_0 este inducția câmpului magnetic la suprafața plasmelor (în plasmă inducția câmpului magnetic este mai mică datorită diamagnetismului plasmelor), iar μ_0 , permeabilitatea magnetică a vidului. Timpii de viață a particulelor în plasmelor fierbinți din instalațiile experimentale au valori în domeniul $10^{-5} - 10^{-4} \text{ s}$, și, la temperaturi egale cu cea de amorțare a reacțiilor de fuziune D-T, valorile inducției câmpului magnetic de confinare a plasmelor obținute cu ajutorul relației 8.68 sunt imposibil de atins (problema 8.16), motiv pentru care se încearcă să se mărească valoarea lui τ .

8.3.2 Fuziunea laser

Laserii pulsați în infraroșu pot furniza radiații luminoase cu o densitate de putere considerabilă, astfel încât ei au fost folosiți în experimente de încălzire a plasmelor pentru a obține reacții de fuziune. În acest scop, lumina fasciculelor laser este focalizată pe o mică țintă solidă din D și T, care are inițial densitatea de nuclee de aproximativ $5 \cdot 10^{22} \text{ nuclee/cm}^3$ și o densitate masică $\rho_0 = 0,2 \text{ g/cm}^3$. Se folosesc laseri cu CO_2 sau Nd-sticlă, care au lungimi de undă, λ , de 1060 nm. Prin absorbția

radiației laser, la suprafața țintei ia naștere o plasmă, care însă la o valoare critică a densității, n_0 , corespunzătoare frecvenței proprii a electronilor, ecranează ținta, astfel încât radiația este reflectată. Valoarea critică a densității plasmelor poate fi calculată din expresia frecvenței oscilațiilor proprii ale electronilor plasmelor. Ținând cont că frecvența radiației laser este $\nu = c/\lambda$, unde c este viteza luminii în vid, rezultă:

$$n_0 = \frac{4\pi^2 c^2 \epsilon_0 m_e}{\lambda^2 e^2} \quad 8.69$$

Pentru radiația laser cu $\lambda = 1060 \text{ nm}$ se obține $n_0 \approx 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ (problema 8.17). Totuși încălzirea plasmelor continuă și după depășirea valorii n_0 , datorită absorbției anormale la intensități foarte mari a radiației laser, astfel încât plasma poate ajunge până la temperatura de amorsare a reacțiilor de fuziune termonucleară ($k_B T_a = 4 \text{ keV}$ pentru reacțiile D-T). Tehnic, nu se poate realiza un câmp magnetic capabil să confineze plasma de fuziune laser, care atinge densități de ordinul a 10^{22} cm^{-3} și temperaturi de 10 keV (problema 8.18). Din acest motiv confinare plasma este limitată doar de inerția ionilor, durata încălzirii plasmelor cu fasciculele laser fiind limitată la un timp scurt de ordinul a 10^{-10} s (fig. 8.24).

Timul de confinare poate fi calculat luând în considerare viteza de extindere a plasmelor, care este viteza ionoacustică:

$$V_s = \sqrt{\frac{k_B T_e + \gamma_i k_B T_i}{m_i}} \quad 8.70$$

unde T_e și T_i sunt temperaturile electronilor și ionilor, posibil egale, în acest caz, și m_i , masa unui ion. Pe o distanță egală cu

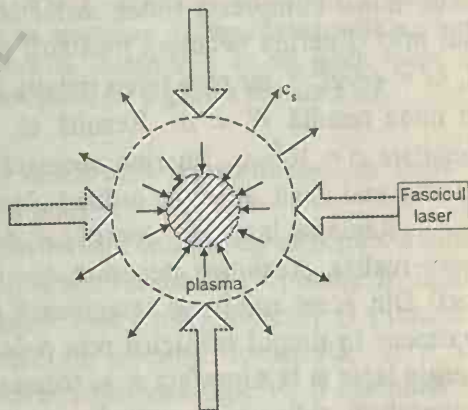


Figura 8.24 Reprezentarea schematică a comprimării și încălzirii unei ținte solide de D și T pentru obținerea plasmelor de fuziune termonucleară.

raza R_0 a țintei de D-T, această viteză conduce la o valoare a timpului de viață de ordinul:

$$\tau = \frac{R}{v_s} \quad 8.71$$

Un calcul estimativ pentru $m_i = 2,5$ u.a.m., $k_B T = 10$ keV și $R = 1$ cm, are ca rezultat un timp de confinare $\tau \cong 10^{-8}$ s (problema 8.19).

Utilizând expresia 8.70 pentru timpul de confinare inerțială și considerând densitatea plasmei obținută prin încălzire laser egală cu cea a țintei, $n = \rho/m_i$, criteriul Lawson poate fi scris în acest caz sub forma:

$$\rho \cdot R \geq (\rho \cdot R)_{\min}, \quad 8.72$$

unde ρ este densitatea țintei de D-T și R , raza acesteia. Pentru reacția de fuziune D-T, valoarea critică a acestui produs este $(\rho \cdot R)_{\min} = 1 \text{ g} \cdot \text{cm}^2$. Dacă se utilizează o țintă de densitate ρ_0 , raza ei trebuie să fie cel puțin 5 cm, de unde rezultă că energia unui puls laser pentru încălzirea ei, $W = 3Nk_B T_i$ trebuie să fie de ordinul a $8 \cdot 10^{10}$ W (problema 8.19), ceea ce depășește cu mult posibilitățile laserilor actuali. Pentru a depăși această dificultate se poate folosi compresia țintei, astfel încât încălzirea ei să necesite energii mai mici. Energia necesară încălzirii țintei, W , este proporțională cu masa ei, $M = 4\pi\rho R^3/3$, iar raza țintei trebuie să fie, conform ecuației 8.71, $\rho = 1/R$, de unde rezultă $W \propto \rho^2$. Rezultă că, dacă se comprimă ținta până la o densitate $\rho = 10^4 \cdot \rho_0$, energia necesară încălzirii poate fi cu opt ordine de mărime mai mică, adică de ordinul câtorva sute de W.

Radiația laser, la densitățile de putere uzuale de 10^{15} W/cm^2 , nu poate realiza presiunea necesară comprimării țintei la densității atât de mari. Din acest motiv se imaginează următoarea secvență de procese și fenomene în timpul încălzirii prin puls laser. În primă fază ținta absoarbe energie laser și la suprafața ei se formează un strat de plasmă care, datorită temperaturii ridicate se extinde cu viteza v_s (fig. 8.24). Conform legii conservării impulsului, stratul de plasmă care se extinde spre exteriorul țintei, în vid, acționează cu forțe de compresie asupra miezului țintei, fenomenul de recul. Miezul comprimat al țintei (care corespunde la doar 10% din masa inițială a țintei) trebuie în continuare încălzit pentru a obține reacțiile de fuziune nucleară.

8.3.3 Plasma descărcărilor "pinch"

Instalațiile de descărcare electrică în gaze de tip "pinch" constituie dispozitivele cele mai simple de producere a plasmelor termonucleare cu confinare magnetică. Procesele de confinare și încălzire a acestor plasmă sunt strâns legate între ele deoarece curentul de încălzire ohmică a plasmei este în același timp generatorul câmpului magnetic de confinare. Putem spune că producerea acestor plasmă prezintă un mecanism de autoconfinare magnetică. Deoarece sunt necesari curenți de intensități mari, aceste descărcări lucrează în regim pulsatoriu, sursa de curent pentru descărcare constituind-o un banc de condensatori de capacitate și tensiuni mari.

Există două geometrii complementare funcție de direcția curentului de încălzire: pinch liniar (z-pinch) și pinch rotațional (θ -pinch). În figurile 8.25 (a) și (b) sunt reprezentate schematic cele două geometrii. O variantă de pinch liniar o constituie instalația de plasmă focalizată, care este reprezentată în figura 8.25 (c) și a cărei fenomenologie va fi discutată mai târziu.

În descărcarea de tip pinch-z, curentul electric circulă în lungul coloanei de plasmă (direcția axei Oz) care se formează în interiorul unui tub de descărcare izolator și generează la suprafața ei un câmp magnetic de inducție $\vec{B}$ în direcție azimutală (θ). Forța magnetică care ia naștere la

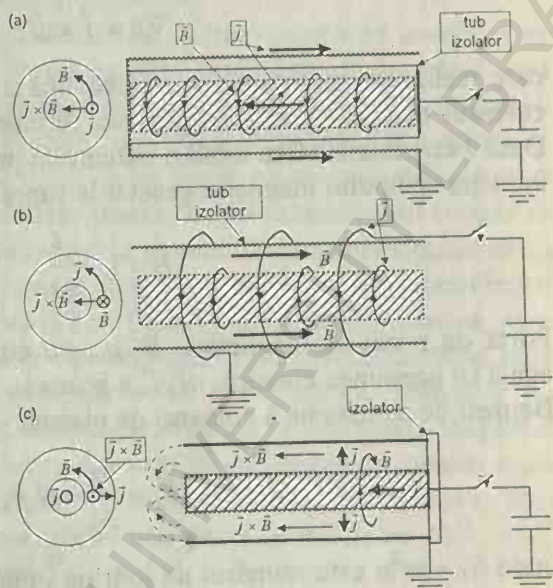


Figura 8.25 Configurația geometrică a curentului electric de descărcare, a câmpului magnetic și a forței magnetice în descărcările de tip pinch liniar (a), pinch rotațional (b) și plasmă focalizată (c).

suprafața coloanei de plasmă generează un gradient de presiune (vezi secțiunea 3.2):

$$\nabla p = \vec{j} \times \vec{B}, \quad 8.73$$

care realizează o comprimare adiabatică a plasmei. În această geometrie curentul necesar confinării plasmei termonucleare este ușor de calculat. Dacă I este intensitatea totală a curentului prin coloana de plasmă de rază r , inducția câmpului magnetic generat la suprafața plasmei este:

$$B = \mu_0 \frac{I}{2\pi r} \quad 8.74$$

Forța de presiune magnetică, B^2/μ_0 , ce comprimă plasma trebuie să fie egală cu presiunea cinetică, $nk_B T$, a acesteia. Ca urmare, rezultă condiția lui Bennett de compresie a coloanei de plasmă:

$$I^2 = \frac{4\pi}{\mu_0} \cdot N_l k_B T, \quad 8.75$$

unde $N_l = \pi r^2 n$ este numărul de ioni pe unitatea de lungime a coloanei de plasmă.

Un calcul simplu bazat pe relația de mai sus arată că sunt necesari curenți de intensități foarte mari pentru a comprima plasma de interes termonuclear într-o descărcare pinch-z. Această descărcare este extrem de instabilă la valori de interes a intensității curentului electric, în ea dezvoltându-se cu ușurință macroinstabilități de gâtuire "sausage instability" și de îndoire "kink instability"^{8.24}.

Descărcarea pinch- θ este mult mai stabilă. În acest caz cu ajutorul unor bobine care sunt parcurse de curentul de descărcare sunt induși curenți rotaționali în direcția θ în coloana de plasmă, curenți care produc câmpul magnetic la suprafața și în lungul coloanei [fig. 8.25 (b)]. Forțele magnetice la suprafața coloanei acționează și în acest caz spre interior comprimând-o. Această descărcare este mult mai stabilă, plasma astfel produsă putând atinge densități de până la $n = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ și temperaturi de ordinul câtorva keV. Problemele care apar în acest tip de descărcare sunt legate, în principal, de pierderile de particule la capetele, coloanei de plasmă. Aceste probleme pot fi rezolvate parțial prin mărirea lungimii

coloanei de plasmă sau prin folosirea coloanelor închise (pinch toroidal), în ultimul caz având de suferit stabilitatea plasmei.

O dezvoltare ulterioară a descărcării pinch liniar este instalația de plasmă focalizată, instalație pe care s-au făcut cercetări și în România. Așa cum se vede în figura 8.25 (c), descărcarea în puls se realizează în spațiul dintre doi conductori coaxiali (umplut cu D sau amestec D-T la presiuni de ordinul 10^{-1} -10 Torr) care sunt fixați la un capăt pe un suport izolator și sunt liberi la celălalt capăt. Datorită curentului prin conductorul central se generează un câmp magnetic rotațional în direcția θ care interacționează cu curentul electric prin descărcare care curge în direcție radială, generând o forță magnetică în lungul conductorilor. Datorită acestei forțe plasma, care inițial se formează în descărcarea din vecinătatea suportului izolator, este împinsă spre capătul liber al conductoarelor unde, datorită efectelor de margine ale câmpului electric dintre electrozi și a câmpului magnetic azimutal, poate avea loc focalizarea, în acest fel obținându-se, pentru scurt timp (0,1-0,2 s), o plasmă densă și fierbinte. Această instalație este remarcabilă prin producția de neutroni, obținându-se valori de 10^{11} - 10^{14} neutroni pe un puls al descărcării^{8,25}.

8.3.4 Plasma confinată magnetic. Instalația Tokamak

Confinarea magnetică poate folosi sisteme de linii de câmp magnetic deschise (sisteme de oglinzi magnetice, care au fost discutate în cap. 5) sau închise (toroidale). În sistemele toroidale, pentru a evita driftul plasmei spre exterior, liniile de câmp magnetic trebuie să fie răsucite în jurul axei mici a torului (fig. 8.27). Dacă liniile de câmp magnetic nu ar fi răsucite, datorită neomogenității naturale^{*} a câmpului magnetic, ar apărea un drift de gradient în sensuri opuse ale ionilor și electronilor, drift care ar produce, datorită separării de sarcină, un câmp electric vertical. Acțiunea acestui câmp electric împreună cu cea a câmpului magnetic toroidal ar duce la un drift electric $\vec{E} \times \vec{B}$ spre exteriorul camerei toroidale (fig. 8.26). Pentru a evita acest lucru, liniile de câmp magnetic în camera toroidală

* Ca o consecință a legii lui Ampere, $\int_0^{2\pi} B_r r d\varphi = \mu_0 N I_r$, câmpul magnetic produs de bobinele parcurse de curentul I , este neomogen, având inducția maximă pe partea dinspre interior a camerei toroidale și minimă pe partea dinspre exterior (B_r fiind proporțional de $1/r$, unde r este distanța de la axa mare a torului, conform fig. 8.27).

sunt răsucite în jurul axei mici a torului, astfel încât separarea particulelor datorită driftului de gradient nu mai poate avea loc.

Liniile de câmp elicoidale conectează regiunile superioare, unde

se acumulează sarcini pozitive cu cele inferioare, unde se acumulează sarcini negative, astfel încât, datorită mișcării sarcinilor electrice în lungul liniilor de câmp, se scurtcircuitează electric aceste zone, fapt care duce la anularea câmpului electric între cele două regiuni. Datorită ciocnirilor, frecvente în plasma de interes termonuclear, plasma manifestă o rezistență ohmică astfel încât pentru o cât mai bună anulare a câmpului electric este necesar un câmp poloidal suficient de mare. Răsucirea liniilor de câmp în jurul axei mici a torului este caracterizată de unghiul ι (iota), numit transformata rotațională. Acest unghi măsoară rotația unei linii de câmp în jurul axei mici a torului la o rotație completă în jurul axei mari (la o parcurgere completă a torului). În figura 8.27 este figurat unghiul de rotație în jurul axei mici a torului a unei linii de câmp la parcurgerea unei jumătăți de tor, raza OA determinată de o linie de câmp în secțiunea din stânga, ajungând în poziția OA' în secțiunea din dreapta ($\iota = 2\theta$).

Există mai multe posibilități de a obține câmpuri magnetice cu linii elicoidale, două dintre ele fiind mai cunoscute: 1) cu ajutorul unor bobine elicoidale exterioare care generează simultan atât câmpul magnetic toroidal, B_t , cât și cel poloidal, B_p , soluție folosită în instalații "stellarators" și; 2) cu ajutorul unor bobine obișnuite se generează B_t , iar B_p este generat de

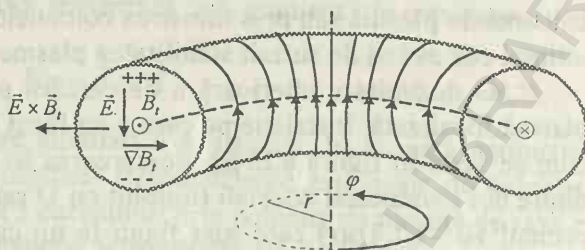


Figura 8.26 Driftul electric al plasmei în instalațiile cu confinare magnetică toroidală.

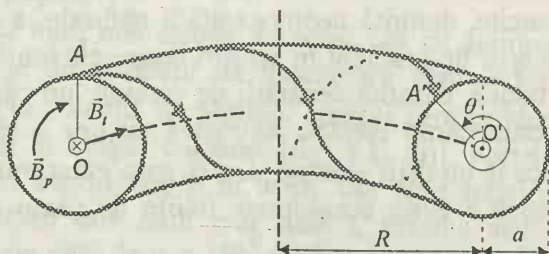


Figura 8.27 Evitarea driftului electric cu ajutorul unui câmp magnetic poloidal, B_p , în instalațiile cu confinare magnetică toroidală. R este raza mare a torului (care are ca referință axa mare a torului) iar a raza mică (în cazul unei secțiuni circulare a torului).

curenții electrici induși în plasmă, soluție folosită în instalația tokamak. Numele acestei instalații provine de la primele silabe ale denumirii rusești a dispozitivului (toroidalnaia kamera magnitnaia katuška – cameră toroidală cu bobină magnetică). Deoarece câmpul magnetic în instalațiile stellarators este generat exclusiv de curenții electrici prin bobinele exterioare, aceste instalații au avantajul că pot funcționa în regim staționar, fapt ce a permis studierea separată a proceselor de confinare și de încălzire a plasmei (lucru imposibil în instalațiile de tip tokamak). Datorită faptului ca aceste sisteme nu sunt total simetrice față de axa mare a torului (liniile de câmp magnetic nu se închid practic niciodată), studiul teoretic a acestor instalații este mult mai dificil decât pentru instalațiile tokamak. Rezultatele obținute pe sistemele tokamak au fost net superioare celor obținute pe sisteme stellarator, fapt pentru care cercetările privind confinarea și încălzirea plasmei termonucleare cu ajutorul instalațiilor stellarator au fost abandonate. În cele ce urmează vom da o descriere generală, de principiu, a instalațiilor de tip tokamak.

În instalațiile de tip tokamak, plasma este produsă prin inducerea unui curent de descărcare de intensitate mare în lungul axului mic a torului (pe direcția lui B_z). Practic, plasma din camera toroidală poate fi privită ca o spiră conductoare în scurtcircuit (inel) care constituie secundarul unui transformator a cărui bobină primară este parcursă de un curent electric variabil de scurtă durată (descărcare în puls). Curentul electric indus în plasmă este cel care o încălzește și în același timp generează câmpul magnetic poloidal necesar confinării magnetice. În figura 8.28 este prezentată schema de principiu a unei instalații tokamak. În afară de câmpul magnetic staționar generat de bobina toroidală și de câmpul magnetic poloidal al curentului electric indus în plasmă, mai este necesar un al treilea câmp magnetic a cărui linii să acționeze pe verticală, B_v , în așa fel încât să genereze o forță de presiune $\vec{j}_t \times \vec{B}_v$ asupra plasmei spre axa mare a torului. Acțiunea acestui al treilea câmp magnetic este necesară pentru compensarea diferenței de presiune magnetică a câmpului magnetic poloidal, B_p^2/μ determinată de faptul că inducția câmpului magnetic poloidal este mai mare în partea dinspre peretele interior al camerei toroidale decât în partea dinspre peretele exterior (datorită curburii ce determină forma toroidală).

Pentru ca plasma astfel generată să fie stabilă este necesar ca ι să fie mai mic decât 2π . Această condiție limitează valoarea intensității curentului electric ce poate fi indus în plasmă. Pentru a exprima cantitativ cât de departe este un regim de funcționare a instalației tokamak de limita de stabilitate, $\iota = 2\pi$, se definește factorul de calitate, q , prin raportul dintre curbura câmpului toroidal B_t/R și a celui poloidal, B_p/a :

$$q = \frac{(B_t / R)}{(B_p / a)} = \frac{2\pi}{\iota} \quad 8.76$$

Limita de stabilitate a instalației tokamak (limita *Kruskal-Shafranov*) corespunde condiției $q = 1$, pentru care se obține valoarea maximă a inducției câmpului magnetic poloidal:

$$(B_p)_{\max} = B_t \frac{a}{R} \quad 8.77$$

Rezultă că pentru a putea utiliza intensități cât mai mari ale curentului electric indus în plasmă este necesară folosirea unui tokamak cât mai compact (cu raportul a/R cât mai mare) și un câmp magnetic toroidal cât mai puternic.

O relaxare a acestei condiții se poate obține folosind camere toroidale cu o secțiune necirculară, cu raza de curbura mai mare la peretele interior și mai mică la cel exterior. Pierderea de particule în câmpul magnetic al instalației tokamak se face prin difuzia neoclastică care a fost discutată în capitolul anterior.

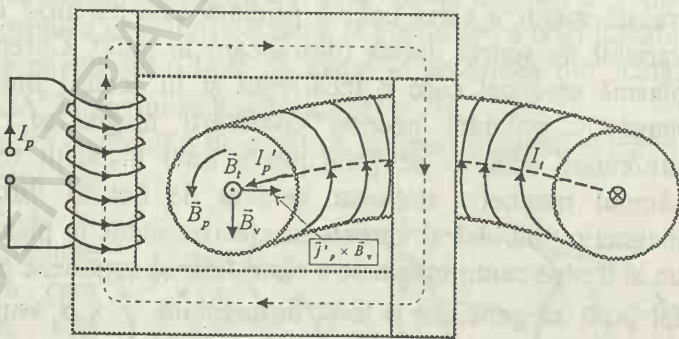


Figura 8.28 Schema de principiu a unei instalații tokamak. Câmpul magnetic de inducție B_p este generat de curentul I_p indus în plasmă de curentul electric variabil I_p prin bobina primară a transformatorului.

Probleme

- 8.1 Să se deducă relația 8.6 în baza modelului simplificat al căderii catodice normale prezentat în secțiunea 8.1.1.

R: $U_{cn} = E_c \cdot l_{cn}$, $\alpha(E_c / p) = A p \exp[-B / (E_c / p)] = \ln(1 + \gamma_i^{-1})$, de unde rezultă imediat relația 8.6.

- 8.2 Să se calculeze tensiunea de aprindere a unei descărcări electrice între doi electrozi plani paraleli situați la distanța $d = 1 \text{ cm}$ în aer ($A = 15 \text{ cm}^{-1} \cdot \text{Torr}^{-1}$ și $B = 365 \text{ Vcm}^{-1} \cdot \text{Torr}^{-1}$) la presiunea $p = 100 \text{ Torr}$ și temperatura $T = 300 \text{ K}$, dacă $\gamma_i = 0,1$. Se va neglija efectul sarcinilor spațiale.

R: $\alpha = \ln(1 + \gamma_i^{-1}) / d = 4,61 \text{ cm}^{-1}$. $U = Ed = Bpd / \ln(Ap / \alpha) = 6314 \text{ V}$.

- 8.3 Considerând distribuția 8.5 a intensității câmpului electric în căderea catodică, să se determine relația între căderea catodică de tensiune, U_c , lungimea căderii catodice, l_c , și valoarea intensității câmpului electric la suprafața catodului, E_c . Să se estimeze valoarea intensității câmpului electric la suprafața catodului într-o descărcare în aer la $p = 1 \text{ Torr}$ pentru care $U_c = 400 \text{ V}$ și $l_c = 3 \text{ mm}$. Cum se modifică valoarea lui E_c odată cu scăderea presiunii.

R: $E_c = 3U_c / 2l_c = 2 \text{ kV/cm}$. E_c scade.

- 8.4 Intensitatea curentului electric într-o descărcare luminiscentă normală în aer [$U_n = 229 \text{ V}$, $(p \cdot l_c)_n = 0,25 \text{ Torr} \cdot \text{cm}$, $A = 15 \text{ cm}^{-1} \cdot \text{Torr}^{-1}$ și $B = 365 \text{ Vcm}^{-1} \cdot \text{Torr}^{-1}$] la $p = 1 \text{ Torr}$ este $I_d = 10 \text{ mA}$. Considerând intensitatea câmpului electric constantă în căderea catodică, să se calculeze intensitatea curentului electronic de emisie secundară a catodului în acest caz.

R: $I_e = \gamma_i I_d / (\gamma_i + 1) = 0,88 \text{ mA}$.

- 8.5 Căderea de potențial în direcție radială în plasma coloanei pozitive a unei descărcări luminiscente în heliu, $V(0) - V(R)$, este de 8 V , în condițiile în care densitatea plasmă scade în aceeași direcție la 10% din valoarea ei în centru ($n_0 = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$). Să se calculeze temperatura electronilor, T_e , și densitățile curenților electronic și ionic la peretele tubului de descărcare. Să se evalueze căderea de potențial de pe sarcina spațială de la peretele tubului de descărcare.

R: $k_B T_e = 3,47 \text{ eV}$; $j_e = j_i = en(R)(k_B T_e / m_i)^{1/2} = 1,46 \cdot 10^{-4} \text{ A/cm}^2$;

- 8.6 La întreruperea curentului electric printr-un tub de descărcare cu raza $R = 4$ cm se constată o scădere exponențială a densității plasmei în coloana pozitivă după o lege de forma $n = 10^{10} \exp(-10^6 \cdot t) \text{ cm}^{-3}$ unde t este măsurat în s. Să se găsească valoarea frecvenței de ionizare în ciocnirile electron-atom în starea staționară a coloanei pozitive și valoarea coeficientului de difuzie ambipolară a plasmei.
R: $\nu_{iz} = 1/\tau_a = 10^6 \text{ s}^{-1}$; $D_a = 2,77 \cdot 10^6 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$.
- 8.7 Să se arate că izotropizarea electronilor primari (emiși de filament) într-o instalație cu confinare magnetică multipolară nu poate avea loc decât prin reflexii pe câmpul magnetic de la suprafața anodului. Se va considera o descărcare în argon ($\sigma_{en} \approx 10^{-16} \text{ cm}^2$) la presiunea $p = 5 \cdot 10^{-4}$ Torr și temperatura $T = 300 \text{ K}$.
R: $\lambda_{en} = 625 \text{ cm}$, mult mai mare decât dimensiunile incintei.
- 8.8 Să se calculeze frecvența mișcării de oscilație a electronilor primari (emiși prin procese γ de suprafața catodului) în lumina negativă ce se formează în interiorul unui electrod cavitat cilindric de rază $R = 4$ cm știind căderea catodică de potențial $U_c = 200 \text{ V}$. Se neglijează ciocnirile electron neutru și grosimea căderii catodice. Să se compare valoarea găsită cu frecvența proprie a electronilor în plasma luminii negative ce se formează în interiorul catodului cavitat a cărei densitate are valoarea de 10^{11} cm^{-3} .
R: $\nu = v_e/4R = 52,4 \text{ MHz}$; $\nu_0 = 2,8 \cdot \text{GHz}$.
- 8.9 Să se calculeze razele Larmor a mișcării ciclotronice a electronilor și ionilor în lumina negativă a unei descărcări magnetron în Ar considerând căderea catodică de potențial $U_c = 700 \text{ V}$, temperatura electronilor din plasma luminii negative $k_B T_e = 3 \text{ eV}$. Și inducția componentei paralele cu suprafața catodului a câmpului magnetic $B = 0,02 \text{ T}$. Considerând lungimea căderii catodice de aceeași valoare cu raza Larmor a electronilor și intensitatea câmpului electric în căderea catodică constantă, să se determine viteza driftului electric în sistem.
R: $a_{ce} = 4,45 \text{ mm}$; $a_{ci} = 55,5 \text{ mm}$; $v_E = 786,5 \text{ m/s}$.
- 8.10 Să se calculeze frecvențele minime ale curentului alternativ pentru ca ionii și, respectiv, electronii dintr-o descărcare electrică între doi electrozi plani și paraleli situați la distanța $d = 5 \text{ cm}$ în heliu la $p = 1$ Torr nu ajung pe electrozi. Valoarea efectivă a tensiunii curentului

alternativ aplicate electrozilor este $U_{ef} = 500V$, iar mobilitățile ionilor și electronilor în curent continuu sunt $\mu_i \approx 4 \cdot 10^4 \text{ cm}^2/Vs$ și, respectiv, $\mu_e \approx 2 \cdot 10^6 \text{ cm}^2/Vs$. Care este raportul între intensitatea curentului electronic și a celui ionic în plasma formată între electrozi?

R: $(v_i)_{min} = 0,36 \text{ MHz}$; $(v_e)_{min} = 18 \text{ MHz}$; $I_e/I_i = 50$.

- 8.11 Folosind ecuația de mișcare a fluidului electronic pe direcția de acțiune a câmpului electric, $E = E_0 \exp(i\omega t)$, în prezența ciocnirilor cu

neutri, $n_e m_e \frac{du_e}{dt} = -n_e e E - v_{en} n_e m_e u_e$, să se deducă expresia 8.34 a

mobilității electronilor în curent alternativ. Ce semnificație atribuim componentei imaginare a amplitudinii vitezei electronilor? Calculați valorile mobilităților în curent alternativ a electronilor și ionilor pozitivi de He pentru o frecvență a curentului alternativ $\nu = 13,6 \text{ MHz}$ în condițiile problemei 8.7. Luând în considerare valorile mobilității electronilor și ionilor în curent alternativ, care este raportul dintre curenții transportați de electroni și, respectiv, ioni?

R: $v_{en} = 8,8 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$; $v_{in} = 6 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$; $\mu_e' = 0,99 \cdot \mu_e = 1,98 \cdot 10^6 \cdot V/cm^2/Vs$; $\mu_i' = 0,0049 \cdot \mu_i = 196 \text{ cm}^2/Vs$; $I_e/I_i = 10^{-4}$.

- 8.12 Considerând că încălzirea Ohmică a plasmelor are loc în regiunea de plasmă de la marginea straturilor de sarcină spațială dintre electrozi și plasmă unde câmpul electric poate avea valori de ordinul $k_B T_e / e \lambda_D$ (regiune în care se realizează ecranarea câmpului electric), să se calculeze densitatea de putere absorbită în acest mod de o plasmă a unei descărcări de RF cu frecvența $13,4 \text{ MHz}$ dacă densitatea plasmelor este $n = 10^9 \text{ cm}^{-3}$, frecvența ciocnirilor electron-ion $v_{en} = 10^9 \text{ s}^{-1}$ și temperatura electronilor $k_B T_e = 4 \text{ eV}$.

R: $\lambda_D = 0,47 \text{ mm}$, $E_0 \sim 85 V/cm$; $p \approx 10 \text{ W/cm}^3$.

- 8.13 Să se determine mărimea regiunii de ionizare a unei descărcări corona negative între doi conductori coaxiali ($r = 0,1 \text{ mm}$, $R = 3 \text{ mm}$) în aer la presiunea atmosferică ($E_c = 26 \text{ kV/cm}$) dacă tensiunea câmpului electric aplicat acestora este $U = 5 \text{ kV}$. Se neglijează efectele sarcinii spațiale asupra distribuției câmpului electric

R: O pătură cilindrică de grosime $h = x - r = 0,46 \text{ mm}$ în jurul electrodului central.

- 8.14 Să se calculeze intensitatea curentului de emisie termoelectronică a plăcii calzi din wolfram ($V_C = 4,51$ V) a unui convertor termoionic dacă aria suprafeței și temperatura acesteia sunt $S = 1$ cm², respectiv, 2500K. Care este valoarea intensității curentului electric prin convertor în condițiile formării unei bariere de potențial de înălțime $V_b = 0,5$ V între electrozi.
 R: $I_C = 0,75$ A; $I_A = 73,7$ mA
- 8.15 Să se estimeze înălțimea barierei de potențial pentru reacția de fuziune a D cu T.
 R: $W = 1,44$ MeV.
- 8.16 Să se estimeze valoarea inducției câmpului magnetic necesar pentru a confina o plasmă de D-T pentru a satisface criteriul Lawson. Se consideră timpul mediu de viață a particulelor plasmei de ordinul 10^{-4} s și $k_B T_a = 4$ keV.
 R: $B > 40$ T
- 8.17 Să se calculeze valoarea critică a densității plasmei care poate fi obținută prin absorbția normală a radiației laser cu lungimea de undă de 1060 nm.
 R: $n_0 = 9,96 \cdot 10^{20}$ cm⁻³.
- 8.18 Ce valoare ar trebui să aibă inducția unui câmp magnetic capabil să confineze plasma de fuziune laser ($n = 10^{22}$ cm⁻³, $k_B T = 10$ KeV).
 R: $B = (2\mu_0 n k_B T)^{1/2} = 6340$ T
- 8.19 Să se calculeze energia unui puls de radiație laser necesară încălzirii unei ținte de D-T cu densitatea $\rho_0 = 0,2$ g/cm³ la temperatura de amorsare a reacțiilor de fuziune nucleară ($k_B T_a = 4$ keV), știind că volumul ținte este ales în așa fel încât să fie satisfăcut criteriul Lawson.
 R: $W = 3Nk_B T_a$, unde $N = (\rho_0 4\pi R^3/3)/m_0$, m_0 este masa medie a unui atom al ținte iar $R = 1 \text{ g} \cdot \text{cm}^2/\rho_0$.

Bibliografie

- 8.1 A. von Engel, and M Steenbeck, *Elektrische Gasentladungen*, (Springler, Berlin 1934)
- 8.2 A. von Engel, *Ionized Gases* (Clarendon, Oxford 1965)
- 8.3 S.C. Brown: *Basic Data of Plasma Physics* (MIT Press, Canbridge MA 1959)

- ^{8.4} L. Sirghi, K. Ohe, C. Costin and G. Popa, Jpn. J. Appl. Phys. **39** (2000) 1338.
- ^{8.5} Yu. M. Kogan, C. Cohen and P. Avivi, J. App. Phys. **63** (1988) 60
- ^{8.6} M. Druyvensteyn (1930)
- ^{8.7} Schottky W, Z. Phys. **25** (1924) 635
- ^{8.8} Tonks L, Langmuir I, Phys. Rev. **34** (1929) 456
- ^{8.9} Sirghi L., *Contribuții la studiul unor instabilități în plasmale colizionale*, Teză de doctorat (Universitatea "Al. I. Cuza", Iași 1997)
- ^{8.10} R. I. Taylor K R MacKenzie and H Ikezi, Rev. Sci. Instr., **43** (1972) 1679
- ^{8.11} Stamate E. Teză de doctorat (Universitatea "Al. I. Cuza", Iași, 1998)
- ^{8.12} Ioan Ioviț Popescu, Dumitru St.Ciubotaru, Bazele Fizicii Plasmei (Ed. Tehnică București, 1987) pg. 213
- ^{8.13} Rosnagel S M, J. Vac. Sci. Technol., **A5** (1988) 2
- ^{8.14} G. Popa, Mariana Gheorghiu, *Aplicații ale Fizicii Plasmei* (Ed. Univ. "Al. I. Cuza" Iași, 1998), p. 38
- ^{8.15} V. Anita, Teză de doctorat (Universitatea "Al. I. Cuza", Iași, 1999)
- ^{8.16} S. C. Brown, *Basic Data of Plasma Physics* (M. I. T. Press, 1967)
- ^{8.17} M. Lieberman
- ^{8.18} E. Pfender (*Electric arcs and arc gas heaters*) *Gaseous Electronics* (Ed. by Merle N. Hirsh and H.J. Oskam, Academic Press Inc. Orlando San Diego 1978) p. 302
- ^{8.19} Raether H, *Naturwissenschaften* **28** (1940), p. 749
- ^{8.20} Townsend J. S., *Electricity in gases* (Oxford Univ. Press, London and NY 1914)
- ^{8.21} Houston J. M., J. Appl. Phys. **30** (1965), 4
- ^{8.22} Roman W. Schrittwieser, *Experimental Observation of Double Layers in Connection with Low Frequency Instabilities*, Analele Șt. Ale Univ. "Al. I. Cuza", Tomul XXXIV, (Ed. M. Sanduloviciu and G. Popa, Iași 1988)
- ^{8.23} G. Popa, R. Schrittwieser, J.J. Rasmussen, and P.H. Krumm, Plasma Phys. Contr. Fus. **27** (1985) 1063
- ^{8.24} F.F. Chen *Introduction to Plasma Physics*, (Plenum Press, NY, 1974)
- ^{8.25} Ioan-Ioviț Popescu, Iancu Iova, Emil Toader, *Fizica Plasmei și Aplicații* (Ed. Șt. Enc., București, 1981)

BAZELE FIZICII PLASMEI

Cartea de față cuprinde elementele de bază pe care le considerăm necesare celor care doresc să se inițieze în domeniul fizicii plasmei. Ea se adresează în primul rând studenților facultăților de fizică și chimie dar poate fi la fel de utilă și celor din învățământul universitar tehnic sau specialiștilor care din diferite motive, treburi sau dorințe să se inițieze în acest domeniu relativ nou al științei.

În structurarea și elaborarea informației științifice s-a presupus că cititorul are cunoștințele de bază în domeniile matematicii și fizicii. Sunt necesare cunoștințe de calcul vectorial, analiză matematică și ecuații diferențiale, respectiv electrodinamică, mecanică teoretică, statistică, mecanică cuantică și spectroscopie.